

**Die Anisotropie der Magnetisierbarkeit
metamorpher Gesteine
aus der Umrahmung der Münchberger Gneismasse**

Harald Zinßer

1977

Die Anisotropie der Magnetisierbarkeit
metamorpher Gesteine
aus der Umrahmung der Münchberger Gneismasse



Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Geowissenschaften
der Ludwig-Maximilians-Universität zu München

vorgelegt von Harald Zinßer

Februar 1977



1. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Soffel

2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Angenheister

Tag der mündlichen Prüfung: 21. 6. 1977

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Messung der gesteinsmagnetischen Größen, Erzmikroskopie	5
3. Anisotropie der Magnetisierbarkeit	5
3.1 Kristall- und Formanisotropie	5
3.2 Verwendete Parameter zur Beschreibung der Anisotropie	7
3.3 Überblick über die für den Gesteinsmagnetismus wichtigen Erzminerale und ihre möglichen Anisotropien	8
3.4 Anisotropie des Gesteins	10
3.4.1 Abhängigkeit des Anisotropie-Grads vom Grad der Einregelung der Erzkörner	10
3.4.2 Anisotropie der induzierten und remanenten Magnetisierung des Gesteins	13
3.5 Mathematische Darstellung und Meßprinzip	16
4. Bestimmung der Anisotropie der Suszeptibilität mit einer HF-Apparatur (10^7 Hz)	20
4.1 Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität und deren Anisotropie	20
4.2 Bestimmung der Anisotropie der Suszeptibilität	25
4.2.1 Meßapparatur	25
4.2.2 Meßspule im Meßkreis	28
4.2.3 Einfluß eines nicht homogenen Spulenfeldes auf die Anisotropie-Messung	30
4.2.4 Auswertung der Meßkurven	32
4.3 Vergleichende Suszeptibilitäts- und Anisotropie- messungen mit der HF-Apparatur, einer niederfre- quenten Meßbrücke, einem Torsionsmagnetometer und einem Gleichfeld-Induktometer	35
5. Gliederung und erdgeschichtliche Entwicklung der Münchberger Gneismasse und ihrer Umrahmung	41

6. Der Diabas von Hallerstein	44
6.1 Vorkommen	44
6.2 Erzgehalt der Proben (Erzmikroskopie und $J_s(T)$ -Kurven)	45
6.3 Natürliche und charakteristische remanente Magnetisierung (NRM, CARM)	49
6.4 Anisotropie der Suszeptibilität	56
6.4.1 Darstellbarkeit durch einen Tensor 2. Stufe	56
6.4.2 Lage und Form des Anisotropie-Ellipsoids	57
6.4.3 Zusammenhang zwischen Anisotropie und NRM	60
6.5 Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung	64
6.5.1 Möglichkeiten eine künstliche Remanenz zu erzeugen	64
6.5.2 Isothermale remanente Magnetisierung (IRM)	65
6.5.3 Sättigungsremanenz (SRM)	70
6.5.4 Thermoremanente Magnetisierung (TRM)	70
6.5.5 Anhysteretische remanente Magnetisierung (ARM)	74
6.5.5.1 Verfahren zur Bestimmung der Anisotropie	74
6.5.5.2 Meßergebnisse	79
6.5.5.3 Abhängigkeit des Anisotropie-Grads von der Wechselfeldstärke	81
6.5.6 Vergleich der Anisotropie von TRM- ARM- SRM	84
6.6 Vergleich der Anisotropie der Suszeptibilität und der remanenten Magnetisierung	86
6.7 Zusammenhang zwischen der Anisotropie der Suszeptibilität und dem tektonischen Gefüge	89
6.8 Analyse der remanenten Magnetisierungs-Komponenten unter besonderer Berücksichtigung der Anisotropie- Messungen	92
7. Der Diabas von Escherlich	102
7.1 Geologie und Tektonik des Paläozoikums im SW der Münchberger Gneismasse	102
7.2 Erzgehalt der Proben	104
7.3 NRM und CARM	105

7.4 Anisotropie der Suszeptibilität	109
7.5 Anisotropie der ARM	112
7.6 Vergleich zwischen der Anisotropie der Suszeptibilität und der ARM	114
7.7 Analyse der remanenten Magnetisierungs-Komponenten unter Berücksichtigung der Anisotropie-Messungen	116
8. Der Diabas von Bad Berneck	125
8.1 Geologie und Tektonik	125
8.2 Erzgehalt der Proben	126
8.3 NRM und CARM	127
8.4 Anisotropie der Suszeptibilität	131
8.5 Anisotropie der ARM	134
8.6 Schlußfolgerungen für die Bildung der NRM	137
9. Der Amphibolit aus dem Schorgasttal	140
9.1 Geologie und Tektonik der Randamphibolite	140
9.2 Erzgehalt der Proben	141
9.3 NRM und CARM	144
9.4 Anisotropie der Suszeptibilität	148
9.5 Anisotropie der ARM	149
9.6 Rückschlüsse auf die Bildung der NRM und CARM	153
10. Vergleich der Meßergebnisse aller Vorkommen	160
11. Bedeutung und Anwendung der Anisotropie-Messungen für paläomagnetische Untersuchungen	167
12. Zusammenfassung	170
Literaturverzeichnis	177
Danksagung	182
Lebenslauf	183

1. Einleitung

1.1 Fragestellung und Ziel der Arbeit

Die meisten sehr alten Gesteine, die für paläomagnetische Untersuchungen in Frage kommen, sind nicht in ihrem ursprünglichen Mineralbestand erhalten, sondern durch Metamorphose verändert.

In zahlreichen Orogenen (z.B. Alpen, Böhmisches Masse) bilden jedoch metamorph überprägte Magmatite oftmals die einzigen oder eine der wenigen Gesteine, die für paläomagnetische Messungen zur Verfügung stehen.

Die Frage war nun, ob solche Gesteine überhaupt paläomagnetische Daten liefern können.

Während einer Metamorphose ändert sich die Magnetisierung eines Gesteins. Direkt geschieht dies durch Erhöhung von Spannungen, insbesondere Druck, und Temperatur, welche die ursprüngliche remanente Magnetisierung mehr oder weniger auslöschen, aber bei Abkühlung und/oder Druckentlastung in einem äußeren Magnetfeld auch eine neue (partielle) thermo- bzw. piezoremanente Magnetisierung (PTRM, PPRM) erzeugen können. Indirekt dadurch, daß sich entsprechend den veränderten pT-Bedingungen ein neues Gleichgewicht zwischen den Mineralen einstellt, wobei alte Erzphasen durch neue verdrängt werden, die dann Träger einer chemischen remanenten Magnetisierung (CRM) werden können. Die gesamte remanente Magnetisierung solcher metamorpher Gesteine kann sich also relativ kompliziert aus mehreren Anteilen zusammensetzen.

Für eine Orogenese sind "bleibende Strukturveränderungen im Gesteinsverband", wie Falten und Brüche charakteristisch. Die Ursache dafür sind immer gerichtete Druckspannungen, die "Veränderungen des Gesteinsgefüges bis in den Mineralkornbereich" hervorrufen können (Wunderlich, 1968). Eine solche Gefügeregelung wird auch die Erzminerale erfassen, sei es durch Einregelung der Erzkörner bezüglich ihrer Form (Formanisotropie), sei es bei Neu- oder Umkristallisation durch eine bevorzugte Ausrichtung der Kristallachsen (Kristallanisotropie). Dadurch wird eine Richtungs-Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit verursacht, die gemessen werden kann.

Dabei kann es sich um eine induzierte oder remanente Magnetisierung handeln. In bestimmten Fällen läßt sich die Anisotropie geometrisch durch ein Ellipsoid mit den drei Hauptachsen größter, mittlerer und kleinster Magnetisierbarkeit darstellen. (Die Spitze des Magnetisierungs-Vektors beschreibt die Oberfläche eines Ellipsoids, wenn das magnetisierende Feld alle Richtungen des Raumes einnimmt).

Mit Hilfe solcher Messungen der Anisotropie sollte in dieser Arbeit zweierlei versucht werden:

- a) den Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der natürlichen remanenten Magnetisierung zu bestimmen (über die Anisotropie der Suszeptibilität), um so die eigentliche Paläofeldrichtung zu finden,
- b) die Anisotropie als zusätzlichen Parameter zur Analyse der remanenten Magnetisierung zu verwenden. Die Idee dabei ist, die Einregelung der Erzphasen, die die Träger der remanenten Magnetisierung sind, zu messen und mit den tektonischen Beanspruchungen im Laufe der geologischen Geschichte zu korrelieren.

1.2. Stand der Forschung

Die meisten Arbeiten über die Anisotropie der Magnetisierbarkeit beschäftigen sich mit dem Zusammenhang zwischen Anisotropie und Gefüge des Gesteins. Eine Zusammenfassung der Möglichkeiten, die die Bestimmung der Anisotropie der Suszeptibilität und der Sättigungs-Magnetisierung als Hilfsmittel der Gefügekunde bietet, geben H. Porath (1971), F. Janak (1973) und, allgemeiner gefaßt, L. Daly (1970). Es zeigt sich, daß die Richtungs-Abhängigkeit der Magnetisierbarkeit und das optisch erkennbare Gefüge des Gesteins in den allermeisten Fällen streng korrelierbar sind. Danach sind Faltenachsen und Schieferungsflächen Richtungen bzw. Flächen leichter Magnetisierbarkeit, während deren Flächennormalen Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit sind. Wegen dieser Korrelation können sogar optisch nicht mehr oder nur durch viele Einzelbeobachtungen erkennbare Gefüge mit Hilfe der

Anisotropie gewisser Größen des magnetischen Materials erkannt werden. Wurde aber ein Gestein mehrmals überprägt, so liefert z.B. die Bestimmung der Anisotropie der Suszeptibilität nur ein aus der Überlagerung der einzelnen Gefügestrukturen resultierendes Mittel.

Bisher wurden nur wenige Versuche unternommen, über die Anisotropie der Magnetisierbarkeit eine Auflösung der Strukturen der Gesteine zu erreichen. Zu diesem Zweck untersuchten Daly und Zinsser (1973) zusätzlich die Anisotropie der isothermalen remanenten Magnetisierung (IRM) mit der Erwartung, damit ältere Gefügestrukturen nachweisen zu können, die zwar optisch, nicht aber auf Grund der Anisotropie der Suszeptibilität erkennbar waren. Dies gelang jedoch nicht. Solche Untersuchungen wurden in dieser Arbeit mit anderem Probenmaterial fortgesetzt.

Verhältnismäßig wenige Autoren beschäftigen sich mit dem Einfluß der Anisotropie der Magnetisierbarkeit auf die Ausbildung einer remanenten Magnetisierung. Hargraves (1959) stellte als erster fest, daß bei gewissen Gesteinen mit Hämo-Ilmenit-Erz die Richtung der remanenten Magnetisierung von der Richtung des erzeugenden Feldes abwich und die Intensität der remanenten Magnetisierung von der Lage des Anisotropie-Ellipsoids zur Feldrichtung abhing. Mit Hilfe eines graphischen Verfahrens ließ sich die tatsächliche Paläo-Feldrichtung finden.

Für die von Magnetit-Erz getragene remanente Magnetisierung verneint Hargraves allgemein eine merkliche Beeinflussung durch eine Anisotropie der Magnetisierbarkeit, ohne im einzelnen Berechnungen oder Messungen anzuführen.

In neuerer Zeit hat Heller (1973) das Verfahren von Hargraves (1959) zur Korrektur der Richtung der remanenten Magnetisierung von Magnetit und Ilmo-Hämatit enthaltenden Graniten angewandt. Nach Stacey (1960, 1974) läßt sich die Anisotropie beim Erwerb einer thermoremanenten Magnetisierung (TRM) im Fall von Formanisotropie aus der Anisotropie der Suszeptibilität berechnen. (Darauf wird in Abschnitt 6.6 eingegangen). Er nimmt als Kriterium der Verwendbarkeit von magmatischen Gesteinen für paläomagnetische Untersuchungen eine durch die Anisotropie bedingte Abweichung der

remanenten Magnetisierung von der Feldrichtung von weniger als drei Grad, ohne größere, aber berechenbare Abweichungen in sein Auswahlverfahren einzubeziehen.

Uyeda et al. (1963) untersuchten zahlreiche Erzproben. Sie erzeugten künstliche Remanenzen und stellten auf Grund der Anisotropie Winkelabweichungen bis zu 70° zwischen Remanenz- und Feldrichtung fest. Sie konnten diese Abweichungen theoretisch durch ein Modell begründen, bei dem (bei Form-Anisotropie) auch die induzierende Wirkung des entmagnetisierenden Feldes eingeht. Dieses Modell ist aber nur für polykristallines Material gültig.

Fuller (1963) erzeugte dagegen in natürlichen Gesteinen, wie Schiefern und Sandsteinen künstliche Remanenzen und fand Richtungs-Abweichungen der gleichen Größenordnung, wie bei Uyeda et al. (1963). An natürlichen Vorkommen hat er Winkel zwischen der NRM und der bekannten Feldrichtung von etwa $20-30^{\circ}$ gemessen.

Dagegen unternahmen Irving und Park 1973 den Versuch, Proben metamorpher Gesteine (Gneis) entsprechend ihrer in-situ-Lage in einem geeigneten Material einzubetten und durch Erzeugen einer isothermalen Remanenz (IRM) in diesen Proben den Einfluß der Anisotropie zu bestimmen. Sie gingen von der Annahme aus, daß die Anisotropie der Suszeptibilität durchaus nicht der Anisotropie der Erzkörner entsprechen muß, die die stabile Remanenz tragen. Allerdings wird die Stärke des magnetisierenden Feldes nicht angegeben. Damit bleibt unklar, wieweit die Erzkörner, die die IRM tragen, tatsächlich für den stabilen Anteil der NRM repräsentativ sind. Es wurden keine systematischen Abweichungen der Magnetisierungs-Richtungen von der Feldrichtung beobachtet.

Es erschien notwendig, das anisotrope Verhalten beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung genauer zu untersuchen und dabei Gesteine zu verwenden, die für den Paläomagnetismus von Bedeutung sind. Als Material wurden in dieser Arbeit anchimetamorph bis epizonal überprägte paläozoische Diabase, sowie Amphibolite aus dem Frankenwald untersucht.

2. Die Messung der gesteinsmagnetischen Größen und Erzmikroskopie

Die remanente Magnetisierung wurde mit einem Spinnermagnetometer der Firma Digico gemessen, dessen Empfindlichkeit etwa gleich $5 \cdot 10^{-9}$ cgs-Einheiten ist.

Die Suszeptibilität wurde mit einer AC-Brücke der Firma Bison bestimmt, die mit 1000 Hz arbeitet. Einige Proben wurden auch im statischen Feld mit einem "Induktometer" gemessen (Abschnitt 4.3.1)

Zur Messung der Sättigungs-Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur ($J_s(T)$ -Kurven) wurde ein Forrersches Pendel benutzt, das bei Petersen (1961) detailliert beschrieben worden ist. Es konnte im Temperaturintervall zwischen -180° und 600°C gemessen werden.

Erzmikroskopie: Von dem untersuchten Material wurden Anschliffe im Lichtmikroskop bis zu 1300-facher Vergrößerung beobachtet. Die Interpretation der im Mikroskop beobachteten Reflexionen der Erzminerale wird eingehend von Ade-Hall et al. (1968, 1971) behandelt.

3. Anisotropie der Magnetisierbarkeit

3.1. Kristall- und Formanisotropie (Kneller 1962)

Die Magnetisierbarkeit eines Gesteins kann von der Richtung des magnetisierenden Feldes abhängen. Dies gilt sowohl für die induzierte, wie auch für die remanente Magnetisierung (Anisotropie der Suszeptibilität bzw. Anisotropie beim Erwerb einer Remanenz). Dafür gibt es verschiedene Ursachen. Betrachten wir zunächst einen Einkristall eines para- oder ferro(i)-magnetischen Minerals. Bei Abwesenheit von äußeren Kräften gibt es zwei wichtige Arten der Anisotropie: die Kristall-Anisotropie, die von der Symmetrie des Kristalls abhängt, und die Formanisotropie, die durch seine äußere Form erzeugt wird.

Kristallanisotropie

Die Kristallanisotropie wird durch die Richtungsabhängigkeit der freien Energie F_k des ungestörten Kristallgitters beschrieben. Der Vektor der spontanen Magnetisierung zeigt in eine Richtung kleinster freier Energie.

Ist das äußere Feld gleich null, so ist in einem kubischen Gitter die freie Energie gleich

$$F_k = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (3.1)$$

mit α_i , den Richtungskosini zwischen Magnetisierung und den kubischen Achsen.

Für alle anderen Kristallsysteme geringerer Symmetrie, wie rhomboedrische und hexagonale Gitter, läßt sich die Kristallenergie unter Vernachlässigung höherer Glieder darstellen durch

$$F_k = K_0 + K_1 \cdot \sin^2 \varphi + K_2 \cdot \sin^4 \varphi + \dots \quad (3.2)$$

mit φ , dem Winkel zwischen Magnetisierung und Symmetrieachse.

Formanisotropie

In magnetisierten Körpern kann ein der eigentlichen Magnetisierung entgegengerichtetes entmagnetisierendes Feld H_e entstehen, das von den zu den Grenzflächen normalen Komponenten der Magnetisierung herrührt. H_e ist im einfachsten Fall proportional zur Magnetisierung J_s . Der von der Probenform abhängige Proportionalitätsfaktor ist der sogenannte Entmagnetisierungs-Faktor N :

$$H_e = N \cdot J_s \quad (3.3)$$

Man mißt eine scheinbare Volumen-Suszeptibilität χ_s :

$$\chi_s = \frac{\chi}{1 + \chi N} \quad (3.4)$$

Für ein Ellipsoid ist N aus den geometrischen Abmessungen der Probe berechenbar. In Richtung einer Hauptachse i ist das entmagnetisierende Feld $H_{ei} = N_i J_i$ mit $\sum_{i=1}^3 N_i = 4\pi$.

Die Energie F_i pro Volumen eines Ellipsoids im eigenen entmagnetisierenden Feld bei einer beliebigen Richtung $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ von J_s (α_i = Richtungskosinus) relativ zu den Hauptachsen a, b, c ist gleich:

$$F_i = \frac{1}{2} J_s^2 (N_a \alpha_1^2 + N_b \alpha_2^2 + N_c \alpha_3^2), \quad (3.5a)$$

Für ein Rotationsellipsoid mit $N_b = N_c$ folgt nach Umformung unter Vernachlässigung des winkelunabhängigen Gliedes $N_a \cdot \frac{1}{2} J_s^2$:

$$F_i = \frac{1}{2} J_s^2 (N_b - N_a) \cdot \sin^2 \varphi \quad (3.5b)$$

mit φ , dem Winkel zwischen Magnetisierungsrichtung und großer Halbachse a.

Bei Kugeln ist $N_a = N_b$ und die Formanisotropie verschwindet.

3.2 Verwendete Parameter zur Beschreibung der Anisotropie

Läßt sich die Anisotropie durch ein Ellipsoid darstellen, so kann das Ellipsoid durch die folgenden Parameter beschrieben werden:

Die Lage der Hauptachsen wird durch die Deklination (D) und Inklination (I) ihrer Richtungen angegeben.

Die Stärke der Anisotropie läßt sich durch das Verhältnis r von größter zu kleinster Magnetisierung J beschreiben:

$$r = \frac{J_{\max}}{J_{\min}} \quad (3.6a)$$

Häufiger wird der sogenannte Anisotropie-Grad h verwendet:

$$h = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{\bar{J}} \cdot 100 \quad (3.6b)$$

$$(\bar{J} = (J_{\max} + J_{\text{mit}} + J_{\min}) / 3)$$

Ein Maß für die Form des Anisotropie-Ellipsoids ist der q-Faktor:

$$q = 2(J_{\max} - J_{\text{mit}}) / (J_{\max} - J_{\min}) \quad (3.6c)$$

$q = 0$: entspricht einem langgestreckten Rotations-Ellipsoid, in dem nur eine ausgezeichnete Richtung größter Magnetisierbarkeit besteht.

$q = 2$ entspricht dagegen einem abgeflachten Rotations-Ellipsoid, in dem die Richtung schwerer Magnetisierbarkeit die ausgezeichnete Richtung ist.

$q = 1$ entspricht einem Ellipsoid mit den 3 Hauptachsen größter, mittlerer und kleinster Magnetisierbarkeit, wobei $J_{\max} - J_{\text{mit}}$ gleich $J_{\text{mit}} - J_{\min}$ ist.

3.3 Überblick über die für den Gesteinsmagnetismus wichtigen Erzminerale und ihre möglichen Anisotropien (Stacey 1960)

1) Paramagnetische Minerale

Der ferrimagnetische Erzanteil von Gesteinen ist meistens in eine paramagnetische Matrix eingelagert. Es muß deshalb auch diese Matrix betrachtet werden. Die Suszeptibilität paramagnetischer Minerale ist bei konstanter Temperatur unabhängig vom Feld und ist von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-4} cgs-Einheiten.

Berechnet man die Formanisotropie eines Kornes mit maximaler Formanisotropie, wie der einer diskusförmigen Scheibe mit

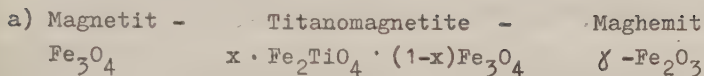
$N_a = N_b = 0$, $N_c = 4\pi$, so ergibt sich für das Verhältnis r von größter zu kleinster Suszeptibilität nach (3.4) ein Wert von:

$$r = \frac{\chi_{s,a}}{\chi_{s,c}} = \frac{1 + N_c \cdot 10^{-4}}{1 + N_a \cdot 10^{-4}} = 1,0013$$

Der Anisotropie-Grad h beträgt in obigem Fall etwa 1 %.

Für paramagnetische Minerale ist also selbst eine extreme Anisotropie der Form kaum meßbar.

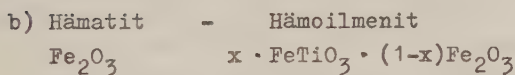
2) Ferrimagnetische Minerale



Diese kubischen Minerale besitzen 4 Richtungen leichter Magnetisierbarkeit (Raumdiagonalen), 6 Richtungen mittlerer (Flächendiagonalen) und 3 Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit (kubische Achsen). In erster Näherung kann Magnetit für Felder kleiner 50 Oe (siehe Daly, 1970, Abb.15) als kristallographisch isotrop angesehen werden (3.1).

Dafür kann die Formanisotropie sehr groß werden, da die Suszeptibilität je nach Reinheit des Kristalls Werte bis zu 1 cgs-Einheit erreichen kann. Nehmen wir als Beispiel ein nadelförmiges Kern mit $N_a = 0$ und $N_b = N_c = 2\pi$, so ergibt sich bei einer Suszeptibilität von 0,1 (einem durchschnittlichen Wert) ein Verhältnis r der Suszeptibilitäten χ_a zu χ_b wie

$$r = \frac{1 + 0,63}{1} = 1,63 \quad (\text{entspricht } h=48\%)$$



Die rhomboedrischen Kristalle sind für $0 < x < 0,7$ bezüglich der ternären Achse antiferromagnetisch, in der Basalebene besitzen sie einen schwachen parasitären Ferrimagnetismus (Ebene leichter Magnetisierbarkeit).

Die entsprechenden Suszeptibilitäten χ_c, χ_a sind für Hämatit von der Größenordnung $2 \cdot 10^{-5}$ bzw. 10^{-3} cgs-Einheiten. Nehmen wir einen kugelförmigen Kristall ($N = \frac{4\pi}{3}$), so ergibt sich als Verhältnis der Suszeptibilitäten:

$$r = \frac{\chi_a}{1 + \frac{4}{3}\chi_a} \bigg/ \frac{\chi_c}{1 + \frac{4}{3}\chi_c} \approx \frac{\chi_a}{\chi_c} \quad \text{für } \chi_a, \chi_c \ll 1$$

$$= 10^{-3} / 2 \cdot 10^{-5} = 50$$

Dies veranschaulicht die Bedeutung der Kristall-Anisotropie gegenüber einer Formanisotropie (geringe absolute Suszeptibilitäten).

Für die Hämoilmenite gilt ähnliches (ferrimagnetisch für $0,5 < x < 0,7$). Die Differenz zwischen den Suszeptibilitäten ist allerdings nicht mehr so groß. Für $x = 0,55$ ist r gleich 15 (Uyeda et al., 1963). Für $x = 0,7$ ist r gleich 5 (Hargraves 1959).

c) Pyrrhotin: $\text{Fe}(1-x) \cdot \text{S}$

Pyrrhotin ist für $1/10 < x < 1/7$ ferrimagnetisch. Er kristallisiert pseudohexagonal. Wie für Hämatit ist die hexagonale Achse eine Richtung schwerer, die Basalebene senkrecht dazu eine Ebene leichter Magnetisierbarkeit. Uyeda et al., 1963, maßen ein Verhältnis der Suszeptibilitäten von

$$r \leq 100$$

mit einer maximalen Suszeptibilität von etwa 10^{-2} in der Basis-ebene der Kristalle. In dieser Ebene war das Verhältnis von größter zu kleinster d.h. bezogen auf den Gesamtkristall mittlerer, Suszeptibilität maximal von der Größenordnung 1,5. Diese Variation führen Uyeda et al. auf Formanisotropie zurück. Der Anisotropie-Grad h und die Lage der Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit werden daher von der Kristall-Anisotropie bestimmt, während die Lage der Richtungen leichter und mittlerer Magnetisierbarkeit durch die Formanisotropie in der Basalebene bestimmt wird.

3.4 Anisotropie des Gesteins

3.4.1 Abhängigkeit des Anisotropie-Grads vom Grad der Einregelung der Erzkörner

Die Anisotropie eines Gesteins ergibt sich aus der Summe der Einzelanisotropien der Erzkörner und der (meist) paramagnetischen Matrix. Im Normalfall ist die Ausrichtung der Kristallachsen bzw. der Formachsen unregelmäßig und das Gestein damit isotrop. Unter

Einwirkung genügend starker äußerer Druck- oder Zugspannungen kommt es zu einer Gefügebildung, d.h. einer Einregelung der Kristall- oder Formachsen. Diese Achsen werden aber in den seltensten Fällen alle gleich ausgerichtet sein, sondern sich mit einer bestimmten Häufigkeits-Verteilung um eine Vorzugs-Richtung gruppieren. Daher wird der Grad der Gesamt-Anisotropie des Gesteins nicht die Größe der Anisotropie der Einzelkörner erreichen (annähernd nur bei (Re-)Kristallisation unter hoher Spannung).

Zur quantitativen Behandlung der Richtungs-Verteilung der Hauptachsen wird eine zweidimensionale Gaußverteilung angenommen. Nehmen wir an, daß nur Erzkörner aus einem Mineral und mit einheitlicher Anisotropie die Gesamt-Anisotropie verursachen. Dann gilt folgender Ansatz für die Wahrscheinlichkeits-Dichte d einer beliebigen Richtung, die mit der Richtung größter Dichte den Winkel α einschließt:

$$d = \Gamma e^{\mu \cos \alpha} \quad (3.7)$$

Γ ist ein Eichfaktor, der sich aus der Integration über alle Richtungen ergibt, für die d gleich 1 wird.

μ ist der Konzentrationsfaktor.

Bei bekanntem Verhältnis r der größten zur kleinsten Suszeptibilität für ein Erzkorn läßt sich mit Hilfe von (3.7) durch Integration über den Halbraum das Verhältnis R der entsprechenden Suszeptibilitäten des Gesamt-Gesteins als Funktion des Konzentrationsfaktors μ berechnen (Daly 1970):

$$R = \frac{ra + 2b}{rb + c} \quad (3.8)$$

$$\text{mit: } a = e^{\mu} - \frac{2e^{\mu}}{\mu} + \frac{2e^{\mu}}{\mu^2} - \frac{2}{\mu^2} \quad b = \frac{e^{\mu}}{\mu} - \frac{e^{\mu}}{\mu^2} + \frac{1}{\mu^2} - \frac{1}{2}$$

$$c = a + b$$

Das Verhältnis R hängt nur wenig vom Grad der Einregelung (μ) ab, wenn die Anisotropie (r) der Erzkörner nur gering ist. Dagegen nimmt R fast linear mit μ zu, wenn r groß wird. Abb 3.3 zeigt diese Abhängigkeit für verschiedene r (nach Daly, 1970):

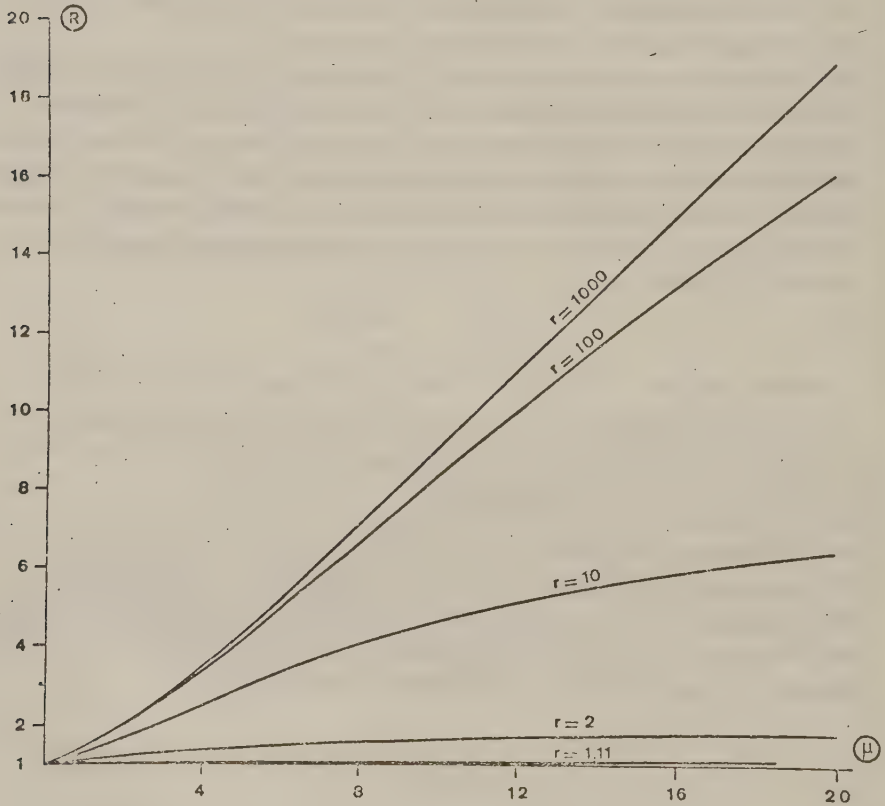
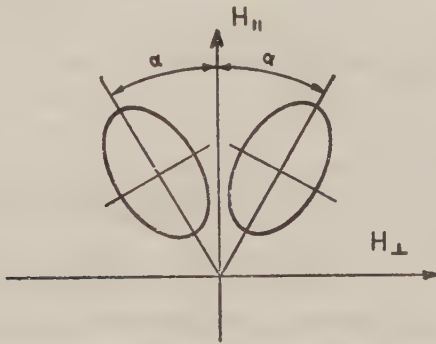


Abb. 3.3 (aus Daly 1970, S 53): Abhängigkeit der Anisotropie (R) der Suszeptibilität χ von identischen Teilchen mit einaxialer Anisotropie (r) vom Grad der Ausrichtung (μ) der Hauptachsen. $R = \chi_{\max} / \chi_{\min}$ für die Gesamtheit der Teilchen. $r = \chi_{\max} / \chi_{\min}$ für ein einzelnes Teilchen.

3.4.2 Anisotropie der induzierten und remanenten Magnetisierung des Gesteins.

Zur Veranschaulichung betrachten wir in der Ebene größter und kleinster Magnetisierbarkeit folgende rotationssymmetrische Anordnung identischer Erzkörner mit einaxialer Anisotropie, deren Vorzugsrichtungen den Winkel α mit der Symmetrieachse einschließen. (Formel 3.7 beschreibt dann die Verteilung dieser Vorzugsrichtungen in Abhängigkeit vom Winkel α).



Gesucht wird das Verhältnis R der Magnetisierungen parallel und senkrecht zur Symmetrieachse in Abhängigkeit von der Anisotropie der einzelnen Körner, ausgedrückt durch das Verhältnis r von größter zu kleinster Magnetisierung. Für $\alpha = 0^\circ$ verhält sich die Anordnung wie ein einziges Teilchen, für $\alpha = 45^\circ$ quasiisotrop, mit α größer 45° wird R kleiner 1 und damit die Richtung leichter und schwerer Magnetisierbarkeit vertauscht. Im folgenden sei α stets kleiner 45° . Zur Berechnung der Komponenten senkrecht und parallel zur Symmetrieachse wird das Feld jeweils in die zur Vorzugsrichtung der Erzkörner parallele und senkrechte Richtung zerlegt.

a) Einbereichs-Teilchen

Die spontane Magnetisierung der Teilchen zeigt bei Abwesenheit eines äußeren Feldes in eine Vorzugsrichtung. Damit ohne äußeres Feld die resultierende Magnetisierung gleich Null ist, werden

statt einem jeweils zwei gleichorientierte identische Teilchen mit antiparalleler Orientierung der spontanen Magnetisierung betrachtet.

Induzierte Magnetisierung:

Die Suszeptibilität ist in Richtung der Vorzugsachse gleich Null, senkrecht dazu am größten (Formanisotropie: $\chi = 1/N_c - N_a$, Kristall-Anisotropie: $\chi = J_s^2/2K$ (Kneller, 1962, S. 442)). Damit wird das Verhältnis R_{ind}

$$R_{ind} = \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} = \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (3.9)$$

Remanente Magnetisierung:

Erst bei einer kritischen Feldstärke H_{krit} klappt der Vektor der spontanen Magnetisierung um. Diese Feldstärke ist vom Winkel φ zwischen Feldrichtung und Richtung der spontanen Magnetisierung abhängig. Sie ist am kleinsten für $\varphi = 135^\circ$ (Formanisotropie: $H_{krit, min} = 1/2(N_c - N_a)$, Kristall-Anisotropie: $H_{krit, min} = K/J_s$). Sie nimmt symmetrisch von $\varphi = 135^\circ$ mit wachsendem bzw. abnehmendem Winkel zu und ist für $\varphi = 180^\circ$ bzw. $\varphi = 90^\circ$ am größten, nämlich gleich $2 \cdot H_{krit, min}$. Diese Feldstärke wird als die Koerzitivkraft H_c bezeichnet.

Sei H größer als H_c , so liegt nach Abschalten des Feldes in jedem Einbereichs-Teilchen die spontane Magnetisierung in der zum Feld nächst benachbarten Richtung leichter Magnetisierbarkeit. Damit erhält man als Verhältnis R_r :

$$R_r = \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} = \operatorname{ctg} \alpha \quad (3.10)$$

Vergleicht man die Verhältnisse R_{ind} und R_r , so ergibt sich

1. Die Symmetrieachse ist für die Suszeptibilität eine Richtung schwerer Magnetisierbarkeit, für die remanente Magnetisierung dagegen eine Richtung leichter Magnetisierbarkeit.

2. Das Anisotropie-Verhältnis beider Magnetisierungsarten ist gleich:

$$1/R_i : R_r = \operatorname{ctg} \alpha > 1 \quad \text{für } \alpha < 45^\circ$$

Das heißt der Anisotropie-Grad der Suszeptibilität ist höher als der der remanenten Magnetisierung, und zwar ist der Unterschied um so größer, je kleiner α , d.h. je besser die Ausrichtung der Teilchen ist.

Es scheint zunächst verwunderlich, daß das Verhältnis r der Einzelkörner nicht in die Rechnung eingeht. Der Grund ist: r geht im Modell einer rein einaxialen Anisotropie von Einbereichsteilchen gegen unendlich, da in der Vorzugsrichtung die Suszeptibilität, senkrecht dazu die remanente Magnetisierung Null sind. Damit wird nach (3.8) $R = \frac{a}{b}$, $a, b = f(\mu)$.

b) Mehrbereichs-Teilchen mit 180° -Wänden

In diesen Teilchen ist zu unterscheiden zwischen Wandbewegungen, wenn das äußere Magnetfeld parallel zu den Wänden gerichtet ist. und Drehprozessen in den einzelnen Bereichen für ein Feld senkrecht dazu.

Induzierte Magnetisierung

Sei die durch Wandbewegungen verursachte Suszeptibilität χ_w , die durch Drehprozesse χ_D , dann ergibt sich das Verhältnis R :

$$R_{\text{ind}} = \frac{\chi_w \cos^2 \alpha + \chi_D \sin^2 \alpha}{\chi_w \sin^2 \alpha + \chi_D \cos^2 \alpha} \quad (3.11)$$

Wegen der für beide Anteile komplementären Winkelfunktionen ist R bei Wandbewegungen und Drehprozessen kleiner als für den Fall, bei dem die Suszeptibilität nur durch einen der beiden Magnetisierungs-Prozesse verursacht wird.

Remanente Magnetisierung

Die remanente Magnetisierung wird durch irreversible Wandbewegungen erzeugt. Irreversible Drehprozesse sind nicht zu erwarten, da wegen der antiparallelen Richtung der spontanen Magnetisierung in den einzelnen Bereichen der Winkel zwischen Feldrichtung und spontaner Magnetisierung immer kleiner als 90° ist. Damit wird

$$R_r = \frac{\cos^2 \alpha}{\sin^2 \alpha} = \operatorname{ctg}^2 \alpha \quad (3.12)$$

Damit ist das Verhältnis R_r für die remanente Magnetisierung größer als für die induzierte.

3.4.3. Einfluß einer isotropen Matrix auf die Gesamt-Anisotropie

Durch die Einlagerung von anisotropen Erzkörnern in einer isotropen Matrix wird die gesamte Anisotropie gegenüber der der Einzelkörner abgeschwächt, wobei aber die Vorzugsrichtungen bestehen bleiben. Sei wieder $r = \frac{k}{m}$ das Verhältnis der Suszeptibilitäten der einzelnen Körner und c die Suszeptibilität der Matrix sowie p der Prozentanteil des Erzes, bzw. $(100-p)$ der der Matrix, so folgt für das Verhältnis R der Gesamt-Suszeptibilität (Daly 1970):

$$R = \frac{p(k - c) + 100 \cdot c}{p(m - c) + 100 \cdot c} \quad (3.13)$$

3.5 Mathematische Darstellung und Meßprinzip

3.5.1 Darstellung durch einen Tensor 2. Stufe

Eine einfache mathematische Darstellung ist nur möglich, wenn die Richtungsabhängigkeit der Magnetisierung durch ein Ellipsoid dargestellt werden kann, d.h. die Spitze des Magnetisierungsvektors in Richtung des äußeren Feldes definiert ein Ellipsoid,

wenn das Feld alle Richtungen des Raumes beschreibt, In Richtung der Hauptachsen, den Richtungen größter, mittlerer und kleinster Magnetisierbarkeit, stimmen Feldrichtung und Magnetisierungs-Richtung überein.

Für das einzelne Erzkorn ist im allgemeinen die Anisotropie nicht durch ein solches Ellipsoid darstellbar. Erst im größeren Verband eines Gesteins ist dies zu erwarten. Die Einregelung der Erzkörner oder ihrer Kristallachsen wird durch die Verteilung der Druckspannungen kontrolliert. Der Spannungszustand läßt sich aber immer als 3-achsiges Ellipsoid mit den drei aufeinander senkrecht stehenden Hauptspannungs-Richtungen darstellen. Die Einregelung der Erzkörner wird, über einen genügend großen Bereich gemittelt, diesen Spannungszustand abbilden, wie er z.B. auch im Gefüge des Gesteins sichtbar wird.

Wie die Messungen der Anisotropie zeigen werden, läßt sich in den meisten Fällen die Anisotropie der Proben tatsächlich durch ein Ellipsoid darstellen.

Dem geometrischen Bild eines Ellipsoids entspricht mathematisch die Darstellung durch einen Tensor 2. Stufe:

- In einem frei gewählten Koordinatensystem X,Y,Z seien die Hauptachsen der Magnetisierbarkeit gegeben mit den Hauptwerten K, L, M und den entsprechenden Cosini k_1, k_2, k_3, l_1 usw. zwischen Hauptachsen K, L, M und den Koordinatenachsen.

- die Komponenten des Magnetfeldes H in Richtung der Koordinatenachsen seien H_x, H_y, H_z .

Dann sind die Komponenten der Feldkomponenten H_x, H_y, H_z in Richtung der Hauptachsen gleich:

$$k_1 H_x, l_1 H_x, m_1 H_x \quad k_2 H_y, l_2 H_y, l_3 H_y \quad k_3 H_z \quad \dots \quad \text{usw.}$$

Die entsprechenden Magnetisierungs-Komponenten in Richtung dieser Hauptachsen lauten:

$$K \cdot k_1 \cdot H_x + K \cdot k_2 \cdot H_y + K \cdot k_3 \cdot H_z \quad \text{für die K-Achse}$$

$$L \cdot l_1 \cdot H_x + \text{usw.} \quad \text{für die L-Achse}$$

$$M \cdot m_1 \cdot H_x + \text{usw.} \quad \text{für die M-Achse}$$

Die Magnetisierung in Richtung der Koordinatenachsen ist demnach:

$$\begin{aligned}
 J_x &= (Kk_1^2 + Ll_1^2 + Mm_1^2) \cdot H_x &= A_{xx} \cdot H_x \\
 &+ (Kk_1k_2 + Ll_1l_2 + Mm_1m_2) \cdot H_y &= A_{xy} \cdot H_y \\
 &+ (Kk_1k_3 + Ll_1l_3 + Mm_1m_3) \cdot H_z &= A_{xz} \cdot H_z \\
 J_y &= (Kk_2k_1 + Ll_2l_1 + Mm_2m_1) \cdot H_x &= A_{yx} \cdot H_x \\
 &+ (Kk_2^2 + Ll_2^2 + Mm_2^2) \cdot H_y &= A_{yy} \cdot H_y \\
 &+ \dots
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

usw.

Ein Term A_{ij} repräsentiert die Magnetisierbarkeit in Richtung i für ein Feld H in Richtung j .

Die Beziehung zwischen Magnetisierung $\vec{J}$ und Feld $\vec{H}$ läßt sich somit in Tensor-Schreibweise darstellen:

$$\vec{J} = (A_{ij}) \vec{H} \tag{3.15}$$

(A_{ij}) ist ein Tensor 2. Stufe mit den 9 Komponenten A_{ij} . Es waren zunächst keine Voraussetzungen für die Suszeptibilitäten K, L, M gemacht worden. Sind diese eine Funktion der Feldstärke H , so gilt, wie aus der obigen Darstellung sofort hervorgeht, $A_{ij} \neq A_{ji}$. Damit ist der Tensor keine konstante Größe. Die mit Hilfe des Tensors berechneten Werte K, L, M wären von der Wahl des Koordinatensystems abhängig. Ein solcher Tensor ist ohne jede Relevanz für die Anisotropie-Bestimmung. Erst wenn K, L, M feldunabhängige Konstanten sind, läßt sich die Anisotropie eindeutig durch einen nun symmetrischen Tensor darstellen. D.h. zwischen Feldstärke $\vec{H}$ und Magnetisierung $\vec{J}$ muß eine lineare Beziehung bestehen.

Dem Tensor entspricht dann geometrisch ein Ellipsoid mit den Hauptachsen größter, mittlerer und kleinster Magnetisierbarkeit, wobei sich die Längen der Hauptachsen wie $A_{xx} : A_{yy} : A_{zz}$ verhalten.

3.5.2 Meßprinzip

Aus voriger Darstellung folgt auch das Meßprinzip zur Anisotropie-Bestimmung. Da sechs Tensor-Komponenten zu bestimmen sind, sind mindestens sechs unabhängige Messungen notwendig. Es ist aber empfehlenswert in jedem Fall neun Messungen zu machen, um die Komponenten A_{ij} und A_{ji} getrennt bestimmen zu können. Ein Vergleich dieser Werte zeigt auf Grund ihrer mehr oder weniger großen Übereinstimmung, wieweit der gemessene Tensor tatsächlich symmetrisch ist, d.h. auch wieweit die Anisotropie durch einen Tensor 2. Stufe darstellbar ist.

Es gibt zur Bestimmung der Komponenten mit neun Messungen zwei Möglichkeiten:

- a) man magnetisiert die Probe nacheinander in Richtung der drei Koordinatenachsen und mißt jeweils die Magnetisierung der Komponenten J_x , J_y und J_z . Dies empfiehlt sich aber nur, wenn die Magnetisierung oder/und die Anisotropie sehr groß sind, da sonst die Komponenten senkrecht zum Feld sehr klein und daher mit größeren Meßfehlern behaftet sind.
- b) man magnetisiert die Probe zusätzlich zu a) in den drei zueinander senkrecht stehenden Richtungen der Flächendiagonalen eines Würfels (im weiteren als xy-, xz-, yz-Richtungen bezeichnet). Bei allen sechs Versuchen mißt man jeweils nur die Komponenten in Richtung der Koordinaten-Achsen. Für die zweite Meßreihe erhält man die symmetrischen Komponenten A_{ij} aus:

$$\begin{pmatrix} J_i \\ J_j \end{pmatrix} = (A_{ij}) \begin{pmatrix} H_i \\ H_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{ii} H_i + A_{ij} H_j \\ A_{jj} H_j + A_{ji} H_i \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

4. Bestimmung der Anisotropie der Suszeptibilität mit einer Hochfrequenz-Apparatur (10^7 Hz)

Zur Messung der Anisotropie der Suszeptibilität stand eine HF-Apparatur zur Verfügung, bei der die Verstimmung eines HF-Schwingkreises durch die Probe als Meßprinzip diente. Es soll daher zunächst etwas über das Verhalten von ferrimagnetischem Material in HF-Magnetfeldern gesagt werden

4.1 Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität und deren Anisotropie

4.1.1 Natürliche ferromagnetische Resonanz

(Kneller 1962, Smith and Wijn 1954, Abrahams 1954)

Die Suszeptibilität ist frequenzabhängig. In komplexer Schreibweise $\chi = \chi_1 - i\chi_2$ bedeutet χ_1 die eigentliche Suszeptibilität, χ_2 die Verluste, wobei wegen der kleinen Erzkörner ($1-100 \mu\text{m}$) (Skineffekt) und dem hohen spezifischen elektrischen Widerstand ($10^2-10^8 \Omega\text{cm}$, Kneller 1962, S. 840) Wirbelstromverluste zu vernachlässigen sind. Die Abhängigkeit von der Frequenz kann durch Resonanz- und Relaxations-Erscheinungen gedeutet werden. Beim Einschalten eines Gleichfeldes reagiert das Spinsystem auf Grund des magnetischen Moments mit einer sehr schnell abklingenden (in 10^{-8} sec) Präzession, die durch ein senkrecht zum Gleichfeld gerichtetes Wechselfeld geeigneter Frequenz aufrecht erhalten werden kann.

Dem äußeren Gleichfeld sind hypothetische sogenannte Anisotropiefelder, die die Form- bzw. Kristall-Anisotropie ersetzen, äquivalent (natürliche ferromagnetische Resonanz).

Drehprozesse:

Es gilt folgende phänomenologische Formel für die Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität χ_a^D (Abrahams 1954):

$$\chi_a^D = \chi_0^D \left\{ 1 - \omega^2 / (\omega_0^D{}^2 - 1/2 \omega_c^D{}^2) \right\} / \left\{ (1 - \omega / \omega_0^D)^2 + (\omega / \omega_c^D)^2 \right\} \quad (4.1)$$

mit der Resonanz-Frequenz $\omega_o^p = (|\gamma| H_{\text{eff}})^2 + (\lambda / \chi_o^p)^2$

und der Relaxations-Frequenz $\omega_c^p = \omega_o^{p2} \chi_o^p / 2\lambda$

der Anfangs-Suszeptibilität χ_o^p (siehe Abschnitt 3.3.2)

dem Anisotropie-Feld $H_{\text{eff}} = J_s / \chi_o^p$

der Spinrelaxations-Frequenz λ

Für $\omega_c^p \gg \omega_o^p$ ($\lambda \ll |\gamma| J_s$) ergibt sich quasi eine Resonanz-Kurve,

für $\omega_c^p \ll \omega_o^p$ ($\lambda \gg |\gamma| J_s$) Relaxation.

Wandbewegungen:

Die entsprechende Formel für die durch Wandbewegung verursachte Suszeptibilität χ_o^w lautet (Abrahams 1954):

$$\chi_o^w = \chi_o^w \left\{ 1 - (\omega / \omega_o^w)^2 \right\} / \left\{ 1 - (\omega / \omega_o^w)^2 \right\} + (\omega / \omega_c^w)^2 \quad (4.2)$$

mit der Resonanz-Frequenz $\omega_o^w = |\gamma| (J_s)^2 \sqrt{8\pi d / d \chi_o^w}$

und der Relaxations-Frequenz $\omega_c^w = \gamma^2 J_s^2 d / d \chi_o^w \lambda$

der Anfangs-Suszeptibilität χ_o^w

dem mittleren Durchmesser eines Bereiches d

dem Parameter der Wandstärke d

Die Wandbewegungen sind überkritisch gedämpft, wenn $\omega_o^w > 2\omega_c^w$ ist, d.h. $\lambda > |\gamma| J_s \sqrt{d / 2\pi d \chi_o^w}$

Zur quantitativen Abschätzung soll das Verhältnis statisch gemessener Suszeptibilität zur HF-Suszeptibilität für Magnetit für die Frequenz von 10 MHz mit Hilfe der obigen Formeln berechnet werden. Gehen wir von einem Erzkorn mit den Halbachsen $a = b = 1$ und $c = 0,5$ aus. Damit erhält man die Entmagnetisierungs-Faktoren $N_a = N_b = 2,95$ und $N_c = 6,66$ (siehe Kneller S. 100). (Zur Veranschaulichung: mit einer Suszeptibilität von 0,2 cgs-Einheiten ergäbe sich ein Anisotropie-Grad h von 20 %).

Folgende Größen gehen in die Berechnung ein:

- $J_s = 477 \text{ G}$
- $d = 10 \mu\text{m} = 10^{-3} \text{ cm}$
- $d/d = 1/10$
- $\gamma = 1,76 \cdot 10^7$
- $\lambda = \gamma^2 J_s \frac{\Delta H}{\omega_0}$ (Kneller S. 690) ($\Delta H \sim 100-500 \text{ Oe}$)
- $\chi_0^D = 1/N_a - N_c = 1/3,7$
- $\chi_0^W = 100 \text{ cgs-Einheiten}$

Der letzte Wert χ_0^W ist dabei am unsichersten, da er vom Real-kristall abhängt. Der obige Wert (Landolt-Börnstein Bd. III, 4b, S. 66, 1970) gilt für einen sehr reinen Einkristall frei von Einschlüssen und Versetzungen.

Für Drehprozesse erhält man die folgenden Werte:

$$\omega^D = |\gamma| \cdot (N_c - N_a) \cdot J_s = 3,1 \cdot 10^{10}$$

$$\omega_c^D = 1,34 \cdot 10^{11} \text{ (mit } \lambda = 9,67 \cdot 10^8 \text{)}$$

Die Arbeitsfrequenz $\omega = 6,3 \cdot 10^7$ ist um Größenordnungen kleiner. Daher sind keine Resonanzen und Relaxationen zu erwarten. Für das Verhältnis HF-Suszeptibilität zu statischer Suszeptibilität ergibt sich ein Wert von:

$$\chi_1^D / \chi_0^D = 1,0 + 4 \cdot 10^{-6}$$

Damit ist χ^D gleich der statischen Suszeptibilität χ_0^D .

Für Erzkörner mit einer geringeren Sättigungs-Magnetisierung, wie z.B. Titanomagnetite und/oder einer schwächeren Formanisotropie erniedrigt sich die Resonanz- und für den letzteren Fall auch die Relaxations-Frequenz. Als schwächstes Anisotropiefeld kann man das Feld auf Grund der Kristall-Anisotropie annehmen. Bei isotroper Verteilung der kubischen Achsen ist $H_c = 0,64 \frac{K}{J_s}$ (Kneller S. 432) mit $K_1 = 1,1 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ wird $H_c = \sim 150 \text{ Oe}$. Für ein Anisotropiefeld dieser Größe berechnet man eine Resonanz- und Relaxations-Frequenz $\omega_0^D = 2,9 \cdot 10^9$, $\omega_c^D = 1,3 \cdot 10^9$.

Damit wird das Verhältnis beider Suszeptibilitäten

$$\chi_1^D / \chi_0^D = 0,998$$

Daraus folgt, daß für Magnetit, die Suszeptibilität, die aus Drehprozessen resultiert, sei es bei Form- oder Kristall-Anisotropie durch die Meßfrequenz von 10^7 Hz kaum beeinflußt wird.

Für Wandbewegungen erhält man mit den aufgeführten Größen die folgenden Werte:

$$\omega_0^W = 1,33 \cdot 10^9 \quad \text{df.} \quad \frac{\chi_1^W}{\chi_0^W} = 2,5 \cdot 10^{-3}$$

$$\omega_c^W = 3,17 \cdot 10^6$$

Das heißt, die durch Wandbewegungen verursachte Suszeptibilität nimmt im HF-Feld fast den Wert Null an. Dazu ist zu bemerken, daß vor allem der Wert für die Anfangs-Suszeptibilität in die Berechnung eingeht. Wählt man statt einer Anfangs-Suszeptibilität von 100 cgs-Einheiten Werte von 10 bzw. 1, so nimmt das Suszeptibilitäts-Verhältnis sehr schnell zu und zwar auf 0,678 bzw. 0,9996. Im letzteren Falle macht sich das HF-Feld also kaum noch bemerkbar. Im allgemeinen wird für das Erz in Gesteinen eine Suszeptibilität um 0,1 cgs-Einheit gemessen. Dies ist aber nur ein Mittelwert über alle Erzkörner. Tatsächlich ist der Beitrag der einzelnen Erzkörner zur Gesamt-Suszeptibilität sehr unterschiedlich, da die Suszeptibilität auch eine Funktion der Korngröße ist und zwar gilt für Korngrößen größer als die kritische Größe für Einbereichs-Teilchen: Suszeptibilität etwa proportional Korndurchmesser (Kneller, S. 437). Daraus folgt, daß bei entsprechender Korngrößenverteilung die Suszeptibilität vor allem von den großen Körnern getragen wird, die eine weit größere Anfangs-Suszeptibilität besitzen können, als es sich als Mittel über alle Erzkörner ergibt.

Auf Grund der relativ groben Abschätzung sowohl der Formeln für die HF-Abhängigkeit der Suszeptibilität (Kneller, S. 644), als auch der darin eingehenden Größen, vor allem der des Relaxations-Parameters λ , soll das Gewicht der vorangegangenen Berechnungen nicht so sehr auf die Zahlenwerte der Suszeptibilitäts-Verhältnisse

χ_1/χ_0 gelegt werden, sondern auf den Vergleich von Drehprozessen und Wandbewegungen im HF-Feld. Der Vergleich auf Grund der vorangehenden Berechnungen entspricht dem, was man auch rein qualitativ erwarten darf: Beim Magnetisierungs-Vorgang in Erzkörnern laufen in schwachen Feldern im allgemeinen zunächst Wandverschiebungs-Prozesse ab, ehe es bei höheren Feldstärken zur Drehung der Magnetisierungs-Vektoren in die Feldrichtung kommt. (Die damit verbundenen unterschiedlichen Koerzitivkräfte hat z.B. Soffel. (1968) für Titanomagnetite auf etwa 70 bzw. 500 Oe abgeschätzt). Diese Felder bestimmen die Größe der Resonanz- und Relaxations-Frequenz. Daraus folgt, daß für Wandverschiebungen niedrigere Frequenzen zu erwarten sind. Das heißt bei einer Arbeitsfrequenz unterhalb der zu erwartenden Resonanz- und Relaxationsfrequenzen, werden Wandbewegungen stärker beeinflußt als Drehprozesse.

4.1.2. Folgerungen für die HF-Anisotropiemessung

Einbereichsteilchen:

Ist das äußere Feld parallel zur Vorzugsrichtung (Richtung des Anisotropie-Feldes), so gibt es keine Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des Spins und dem Magnetfeld. Ist das Feld aber senkrecht dazu gerichtet, so sind genau die Bedingungen für die natürliche ferro(i)magnetische Resonanz gegeben. Das heißt nur in Richtung der maximalen Suszeptibilität wirkt sich das HF-Feld auf die Suszeptibilität aus. Wie aus den Berechnungen des vorherigen Abschnitts hervorgeht, ist bei dem gegebenen Wechselfeld von 10^7 Hz die HF-Suszeptibilität für alle in Frage kommenden Anisotropie-Felder kaum von der statischen Suszeptibilität zu unterscheiden.

Mehrbereichs-Teilchen:

Ist das äußere Feld parallel zu den Bereichswänden gerichtet, so ergeben sich Wandverschiebungen. Dabei kann, wie die Berechnungen gezeigt haben, bei entsprechender Anfangs-Suszeptibilität

und Anisotropie im HF-Feld eine merklich geringere Suszeptibilität gemessen werden, als im statischen Feld.

Ist das Feld senkrecht zu den Bereichswänden gerichtet, so muß wieder die Spinrotation in Betracht gezogen werden.

Damit folgt für Mehrbereichs-Teilchen, daß die Suszeptibilität parallel zur „leichten“ Richtung, wenn überhaupt, stärker geschwächt wird als in der „schweren“ Richtung, d.h. die Differenz der Suszeptibilitäten, die den Anisotropiegrad angibt, vermindert sich bei der HF-Messung gegenüber der statischen Messung. Man mißt im HF-Feld nicht nur eine geringere Gesamt-Suszeptibilität, sondern auch eine geringere Anisotropie als im Gleichfeld.

4.2 Bestimmung der Anisotropie der Suszeptibilität

4.2.1 Meßapparatur

Die Messung der Suszeptibilitäts-Anisotropie geschieht mit Hilfe einer Hochfrequenz-Apparatur, die von Fraunberger (1955) entwickelt, von Markert et al. (1973) verbessert wurde.

Das Meßprinzip ist folgendes: Ein auf eine Frequenz von 10^7 Hz abgestimmter Schwingkreis wird durch die zu messende Probe verstimmt, indem die Probe in eine Spule eingeführt wird, die - in Serie geschaltet - im HF-Kreis liegt. Die HF-Spannung wird durch Rückkopplung konstant gehalten. Daher ist die Änderung des HF-Stromes, der über einen induktiv angekoppelten Meßkreis gemessen wird, ein direktes Maß für HF-Induktivität und HF-Verluste der Probe. Mit Hilfe einer regelbaren Kapazität wird die Resonanzfrequenz so verändert, daß man bei der konstanten Frequenz der Apparatur jeweils auf der rechten oder linken Flanke der Resonanzkurve mißt. Durch die beiden Messungen lassen sich bei Kenntnis der Schwingkreiskonstanten die HF-Induktivität ΔL und die HF-Verluste ΔR relativ und über eine Eichsubstanz auch absolut bestimmen.

Die Anisotropie der Suszeptibilität wird dadurch gemessen, daß die Änderung des HF-Signals aufgezeichnet wird, während die Probe um eine zur Spulenachse senkrechte Achse rotiert. Man erhält ein

vom Drehwinkel abhängiges Meßsignal, das ein Maß für die Richtungs-Abhängigkeit der Suszeptibilität und der Verluste in der Rotationsebene ist.

Zur Messung des Drehwinkels dient eine kreisförmige Schleife aus Widerstands-Draht, die synchron mit der Probe rotiert. Über einen festen Abgriff erhält man eine zum Drehwinkel proportionale Spannung, die zusammen mit dem Meßsignal der HF-Apparatur auf einen XY-Schreiber gegeben wird. Der Probenhalter aus Plexiglas ist mit dem Motor über eine lange Stange (90 cm) aus Hartgewebe verbunden, um die magnetischen Streufelder des Motors innerhalb der Spule möglichst klein zu halten. Die etwa kugelförmigen Proben haben einen Durchmesser von 2,45 cm (inch-Maß).

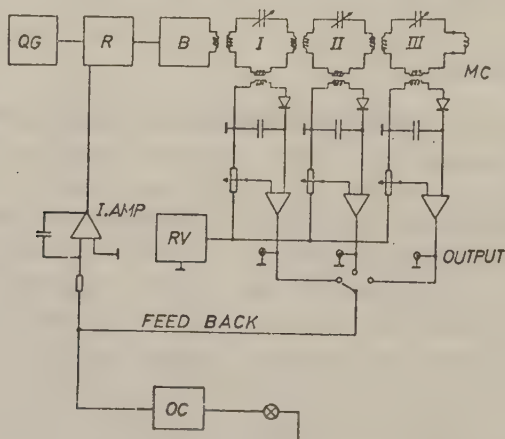


Abb.4.1 (aus Markert et al.,1973): Blockschaltbild der HF-Apparatur.QG:Quarzgenerator,R:Regeleinheit,B:Trennstufe,MC:Meßspule, RV:Referenzspannung.(Zur Arbeitsweise siehe untenstehenden Text).

Abb. 4.1 zeigt das Blockschaltbild (aus Markert et al., 1973) der HF-Apparatur. Ein Quarzgenerator QG erzeugt die HF-Spannung. Über eine Regeleinheit R und eine Trennstufe B sind hintereinander

drei Schwingkreise induktiv angekoppelt, deren Stromstärke jeweils über eine Rückkopplung mit Hilfe einer Referenzspannung RV konstant gehalten werden kann. Im dritten Schwingkreis ist die Meßspule MC in Reihe geschaltet. Zur Messung wird im Kreis I die Stromstärke und damit die Induktionsspannung konstant gehalten, während Kreis II und III zur Messung benutzt werden. (Näheres dazu in Markert et al., 1973 (Abb. 4.2)). Die Änderung des Meßsignals, während die Probe in der Spule gedreht wird, ist proportional zur Änderung der Induktivität der Probe.

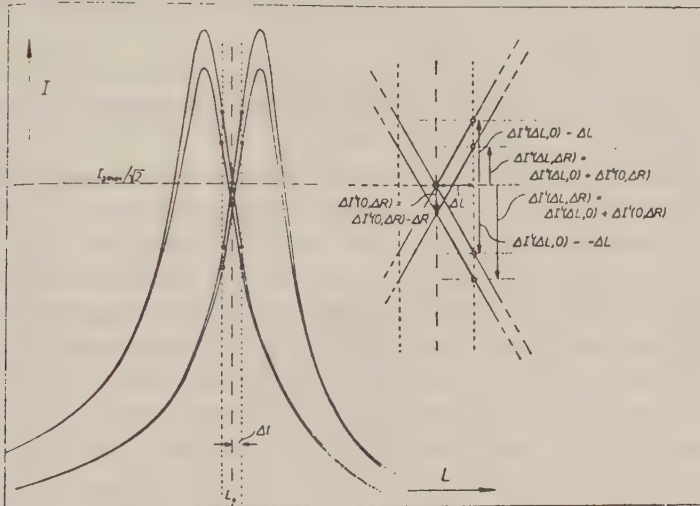


Fig. 5. Schematic representation of two pairs of resonance curves of circuit III shifted from the non-drawn original resonance curve (at $I_3 = I_{3\max}$ and $L_3 = L_{30} = 1/\omega^2 \cdot C_{30}$) to positions of higher ($L_{30} + \Delta L$) and lower ($L_{30} - \Delta L$) inductance, according to the instructions given by eq. (17) which defines the two corresponding capacity values C_3^I and C_3^{II} , respectively. If, in the case without sample, C_3 for instance is tuned to $C_3^I < C_{30}$, the current I_3 , being proportional to $(R_3^2 + (\omega \cdot L_{30} - 1/\omega^2 \cdot C_3)^2)^{-1/2}$, will decrease to $I_{3\max}/\sqrt{2}$, and thus the system will be adjusted to its working point at the lower flank of the right-handed (undamped) resonance curve. Let now a sample be put into the measuring coil. Then an increase in inductance (ΔL) and an additional damping (ΔR) will occur, and the point of state of the oscillating system therefore has to move twice: once from $(L_{30}; I_{3\max}/\sqrt{2})$ to $(L_{30} + \Delta L; I_{3\max}/\sqrt{2} + \Delta I_3^I(\Delta L; 0))$, and from there secondly to $(L_{30} + \Delta L; I_{3\max}/\sqrt{2} + \Delta I_3^I(\Delta L; 0) - \Delta I_3^I(0; \Delta R)) = (L_{30} + \Delta L; I_{3\max}/\sqrt{2} + \Delta I_3^I(\Delta L; \Delta R))$

4.2.2 Meßspule im Meßkreis

Die Abmessungen der Spule sollen so gewählt werden, daß folgende Eigenschaften möglichst gut verwirklicht werden:

- 1) Das Magnetfeld der Spule soll im Bereich der Probe homogen sein.
- 2) Die Spulenabmessungen sollen in der Größenordnung der Proben-dimension liegen, damit der Kopplungsfaktor zwischen Probe und Spule möglichst groß ist.
- 3) Die Spulenabmessungen müssen so gehalten sein, daß ihre Induktivität innerhalb der Abstimmungsmöglichkeit der HF-Apparatur liegt.

Gegeben waren der standardisierte Probendurchmesser von etwa 1 Zoll und der durch Punkt drei vorgegebene Spielraum für die Induktivität von $1,5$ bis $8 \cdot 10^{-6}$ H.

Da zylindrisch gewickelte Spulen eine zu geringe Homogenität des Spulenfeldes brachten ($> 1\%$) wurde eine Fanselau-Spule gebaut (G. Fanselau: Z.Phys. 54, S. 260, 1929; Feldtkeller, 1949).

Die Spule besteht aus zwei Paaren konzentrisch angeordneter Ringe mit unterschiedlichem Durchmesser. Das größere Ringpaar befindet sich zwischen den kleineren Ringen, symmetrisch zu deren Mitte. Die entsprechenden Radien verhalten sich wie $1:1,3$, die Abstände wie $3:1$. Die Spule hat eine Induktivität von $2 \mu\text{H}$ und einen Spulenfaktor (Feldstärke/Stromstärke) von $1,25$.

Abb. 4.3 zeigt den Querschnitt der Spule parallel zur Spulenachse und die Änderung der Intensität des Feldes in Richtung der Spulenachse und senkrecht dazu (in vergrößertem Maßstab). In Achsen-Richtung ist das Feld innerhalb des Probenraums bis auf $0,4\%$ konstant, senkrecht dazu bis auf $0,55\%$. Die von der HF-Apparatur abgegebene Leistung erbringt eine effektive Feldstärke in der Spule von weniger als 100 mOe . Bei dieser Feldstärke ist die Suszeptibilität noch nicht von der Stärke des Feldes abhängig.

Die durch das Grundrauschen bedingte Empfindlichkeit der Apparatur mit Spule ist etwa gleich $2,5 \cdot 10^{-6}$ cgs-Einheiten.

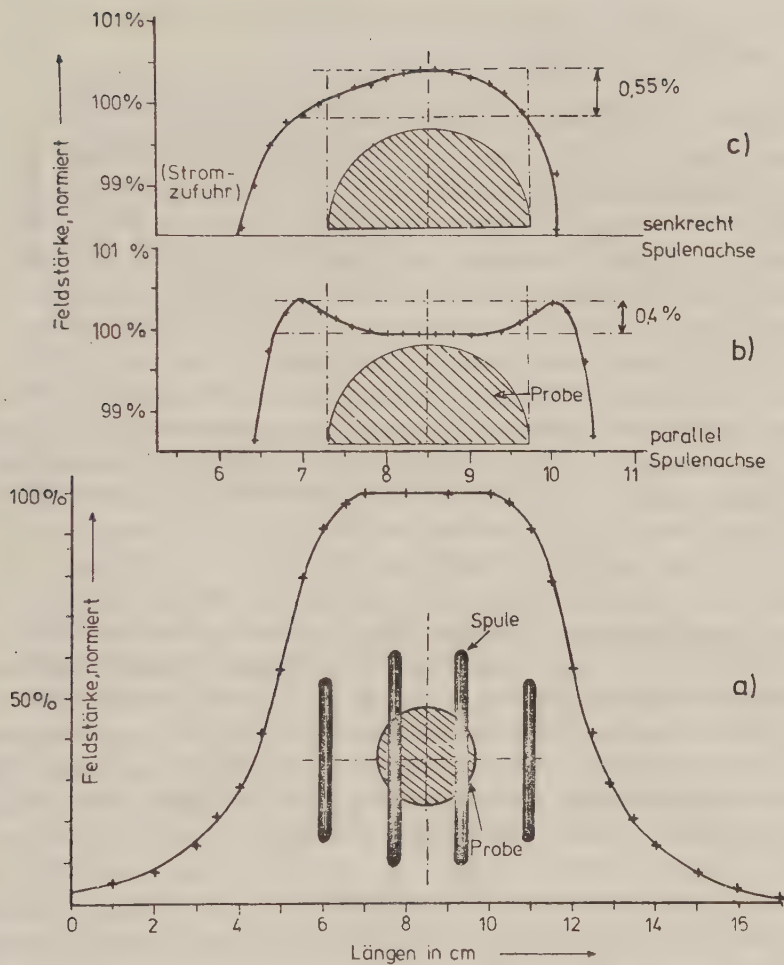


Abb.4.3: Feldstärke-Verteilung in der Meßspule (Fanselau-Prinzip) der HF-Apparatur, gemessen mit einem Gaußmeter,
a) in Richtung der Spulenachse. Spule mit Probe im Querschnitt eingezeichnet.
b) Dieselbe Verteilung in vergrößerter Darstellung,
c) sowie senkrecht dazu in der Mitte der Spule.

4.2.3 Einfluß eines nicht homogenen Spulenfeldes auf die Anisotropie- Messung

a) Änderung der Feldstärke im Probenraum

Eine Variation der Feldstärke senkrecht zur Spulenachse kann bei einer Probenform, die bezüglich der Drehachse nicht rotations-symmetrisch ist, eine Anisotropie der Suszeptibilität der Probe vortäuschen. Je nach Drehwinkel α schneidet die Probe eine unterschiedliche Anzahl von Feldlinien. Fig.4.4a zeigt an einem einfachen Beispiel eine inhomogene Verteilung der Feldstärke mit einer zylindrischen Probe in zwei Stellungen ($\alpha = 0^\circ, \alpha = 90^\circ$). Ist ΔV der maximale Anteil des Probenvolumens (für $\alpha = 90^\circ$) außerhalb der homogenen Feldverteilung in einem mittleren Feld ($H - \Delta H$), so ist der maximale Unterschied der Magnetisierung $\Delta J = J(0^\circ) - J(90^\circ)$ proportional gleich $\Delta V \cdot \Delta H$. Wenn, wie anzustreben, Anisotropien der Größenordnung von 1 % meßbar sein sollen, so muß das Verhältnis von ΔJ zur pauschalen Magnetisierung J deutlich kleiner als 1/100 sein.

Bei der tatsächlichen Feldstärkevariation von 0,55 % darf ΔV 18 %, d.h. etwa 1/5 des Gesamtvolumens betragen, damit auf Grund des Formeffektes eine Anisotropie von 0,1 % nicht überschritten wird. Für die annähernd kugelförmigen Proben ist ΔV nur dann von dieser Größenordnung, wenn bei einem Radius von 12,2 mm das Relief der Oberfläche nicht tiefer als etwa ± 2 mm ist. Dies konnte bei der Proben-Herstellung verwirklicht werden.

b) Änderung der Feldrichtung im Probenraum

Sei das Feld in Richtung Spulenachse derart, daß sich die Feldlinien des Dipolfeldes noch innerhalb des Probenraumes aufbiegen. Eine Näherung einer solchen Form des Felds zeigt Fig.4.4b. Dabei ist ein innerer Bereich mit homogenem Feld außer Acht gelassen. In den 8 Kugelsektoren weichen die Feldlinien um $+\varphi$ bzw. $-\varphi$ von der Spulenachse ab. Für dieses Modell ergibt sich als scheinbarer Anisotropiegrad h' gegenüber dem tatsächlichen Grad h :

$$h' = (\cos 2\varphi) \cdot h.$$

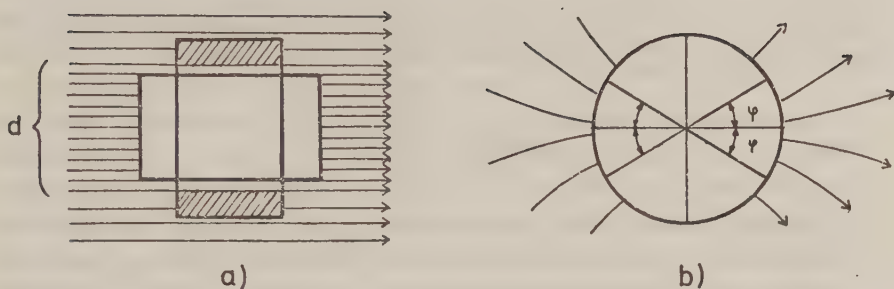


Abb. 4.4: Vereinfachte Darstellung eines nicht homogenen Feldes.

- a) Änderung der Feldstärke im Meßbereich
b) Änderung der Feldrichtung im Meßbereich

(Dies folgt aus der Betrachtung der Magnetisierung in den einzelnen Kugelsektoren, die in Abhängigkeit vom Drehwinkel sich berechnet zu: $J \propto \cos \varphi \sqrt{\chi_{\max} \cos^2(\alpha \pm \varphi) + \chi_{\min} \sin^2(\alpha \pm \varphi)}$).

Die Vorzeichen gelten je nachdem, ob das Feld H mit der Spulenachse einen Winkel von $+\varphi$ oder $-\varphi$ einschließt).

Zur Veranschaulichung ein Beispiel:

Sei $\varphi = 10^\circ$. Damit ergibt sich gegenüber einem homogenen Feld H eine Abnahme der Feldstärke in Spulenachse mit $\Delta H = \cos^2 \varphi \cdot H$ um 3 %. Sei weiter $\chi_{\max} / \chi_{\min} = 0,9$ (dies entspricht $h = 10,5$). Gemessen würde aber ein Anisotropiegrad von 9,8 %.

Im Falle einer zur Spulenachse symmetrischen Feldlinien-Verteilung ändern sich die Drehwinkel α für maximale bzw. minimale Magnetisierung gegenüber dem Fall homogenen Feldverlaufes nicht. Bei der verwendeten Spule ist die Abnahme der Feldstärke in Richtung der Spulenachse innerhalb des Probenraumes etwa gleich 0,4 %. Dies entspricht nach obigem Modell einer Abweichung der Feldlinien von der Spulenachse um $3,5^\circ$. Wenn man noch berücksichtigt, daß die Änderung der Feldstärke nur am Rande des Probenraumes existiert, während mehr als 4/5 des Raumes in einem Feld von nicht mehr meßbarer Inhomogenität liegt, so kann auch dieser Einfluß vernachlässigt werden.

4.2.4 Auswertung der Meßkurven

Aus der durch die Anisotropie der Probe bedingten Änderung der Induktivität $d\Delta L$ kann direkt die relative Änderung der Suszeptibilität bestimmt werden:

$$\frac{d(\Delta L)}{\Delta L} = \frac{d\chi}{\chi} \quad (4.5)$$

Die kugelförmigen Proben wurden jeweils um die drei zueinander senkrecht stehenden Achsen des proben-eigenen Koordinatensystems gedreht. Die Induktionsänderung wurde in Abhängigkeit vom Drehwinkel α aufgezeichnet. Abb. 4.5 zeigt das Beispiel zweier Meßkurven auf beiden Seiten der Resonanzkurve. Die Aufzeichnung gibt bereits optisch einen Eindruck, in wie weit die Meßkurve einer $\sin 2\varphi$ -Kurve entspricht, wie es für eine Anisotropie zu erwarten ist, die durch einen symmetrischen Tensor zweiter Stufe darstellbar ist.

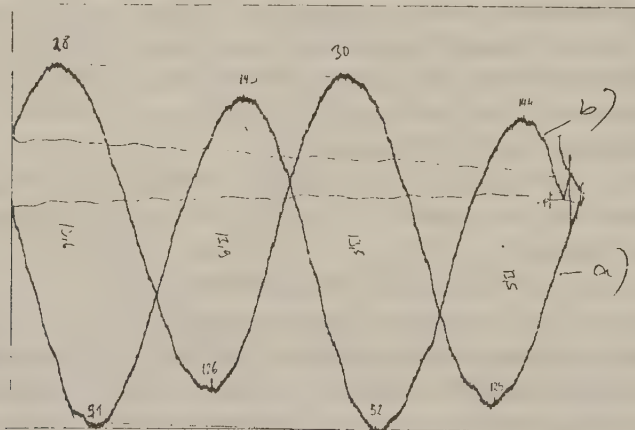


Abb. 4.5: Beispiel einer Meßkurve. Aufgetragen ist das HF-Meßsignal (y-Achse) in Abhängigkeit vom Drehwinkel über eine volle Drehung um 360° , gemessen auf beiden Flanken (a,b) der Resonanzkurve des HF-Schwingkreises.

Aus einer solchen Meßkurve werden die Winkel α_i der Maxima und Minima für eine volle Umdrehung, sowie die Amplituden-Differenzen λ_i entnommen. Die Amplituden-Differenz ergibt sich aus der Differenz des Mittels zweier aufeinanderfolgender Maxima (Minima) und des dazwischenliegenden Minimums (Maximums).

Für jede Rotationsachse wird auf beiden Flanken der Resonanzkurve gemessen. Damit hat man zur Winkelbestimmung acht und zur Berechnung der Amplitude sechs Werte. Die Abweichung vom Mittelwert wird als Maß für die Abweichung der Meßkurve von einer $\sin 2\psi$ -Kurve genommen. Der Zusammenhang zwischen den Meßwerten $\overline{\alpha_i}$ und $\overline{\lambda_i}$ ($i = 1, 2, 3$) und den Konstanten A_{ij} des Anisotropie-Tensors ist folgendermaßen gegeben:

Sei z.B. die xy-Ebene die Meßebe, d.h. die Probe dreht sich um ihre z-Achse. Die Darstellung des Feldes mit Parametern lautet: $H_x = H \cos \psi$, $H_y = H \sin \psi$ mit ψ dem Winkel zwischen Feldrichtung und x-Achse. Dann sind die Magnetisierungs-Komponenten

$$\begin{aligned} J_x &= (A_{xx} \cos \psi + A_{xy} \sin \psi) \cdot H \\ J_y &= (A_{yx} \cos \psi + A_{yy} \sin \psi) \cdot H \end{aligned} \quad (4.6)$$

Die Magnetisierungs-Komponente J_ψ in Feldrichtung, d.h. in Richtung der Spulenachsen, deren Variation die Meßkurve wiedergibt ist gleich:

$$\begin{aligned} J_\psi &= J \cdot \cos(\vec{H}, \vec{J}) = J_x \cos \psi + J_y \sin \psi \\ &= A_{xx} \cos^2 \psi + A_{yy} \sin^2 \psi + 2A_{xy} \sin \psi \cdot \cos \psi \end{aligned}$$

Gesucht ist der Winkel ψ , für den J_ψ maximal bzw. minimal wird und die zugehörigen Werte für die Magnetisierung. Aus $dJ_\psi / d\psi = 0$ folgt:

$$\operatorname{tg} 42 = \frac{A_{yy} - A_{xx}}{2 \cdot A_{xy}} + \sqrt{\frac{(A_{yy} - A_{xx})^2 + 4A_{xy}^2}{4A_{xy}^2}} \quad (4.7)$$

dabei gilt das + Zeichen für ein Maximum ($\mathcal{V}_1$), das - Zeichen für ein Minimum ($\mathcal{V}_2$). Weiter folgt:

$$\begin{aligned} \text{I.} \quad \text{tg} \mathcal{V}_1 + \text{tg} \mathcal{V}_2 &= \frac{A_{yy} - A_{xx}}{A_{xy}} \\ \text{II.} \quad J_{\mathcal{V}_1} - J_{\mathcal{V}_2} &= \sqrt{(A_{yy} - A_{xx})^2 + 4A_{xy}^2} = \lambda_{xy} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Aus I. und II. folgt:

$$A_{xy} = \frac{\lambda_{xy}}{\text{tg} \mathcal{V}_1 - \text{tg} \mathcal{V}_2} \quad (4.9)$$

Das Diagonal-Element A_{xx} ergibt sich aus dem Wert für ΔL in x-Richtung. Damit läßt sich mit I. auch A_{yy} berechnen. Analoge Gleichungen gelten für die Meßwerte in der xz- und yz-Meßebeane. Damit lassen sich alle Tensor-Komponenten berechnen, wobei die A_{ii} -Werte durch zwei jeweils unabhängige Messungen bestimmt werden.

Durch Hauptachsen-Transformation des Tensors gewinnt man die Eigenwerte der Suszeptibilität in Richtung der drei Hauptachsen und die dazugehörigen Eigenvektoren, d.h. die Richtungen der Hauptachsen bezüglich des mit der Probe verbundenen Koordinatensystems.

Streuung der Hauptrichtungen, sowie des Anisotropie-Grads

Aus der sich durch die Streuung der Meßdaten ergebenden Variation der Tensorkomponenten A_{ij} kann mit Hilfe der inversen Matrix $(A \cdot A^t)^{-1}$ nach Hext (1963) die Streubreite der Hauptachsen und des Anisotropie-Grads berechnet werden.

Da aber die Streuung dieser Werte von Probe zu Probe viel größer war, als für die Einzelprobe auf Grund der Streuung der Meßdaten, wurde auf die relativ aufwendige Variations-Rechnung des Tensors verzichtet und für die Gesamtheit der Hauptachsen aller Proben die Fisher-Statistik angewendet, wie sie im Paläomagnetismus üblich ist (Fisher 1953).

Für die Hauptwerte der Suszeptibilität wurde nach der Methode der kleinsten Quadrate Mittelwert und mittlere Schwankung berechnet.

4.3 Vergleichende Suszeptibilitäts- und Anisotropie-Messungen mit der HF-Apparatur, einer niederfrequenten Meßbrücke (Bison-Apparatur), einem Torsionsmagnetometer und einem Gleichfeld-Induktometer

4.3.1 Suszeptibilitäts-Messung

Die Frage war zunächst, ob das HF-Meßsignal tatsächlich, wie es theoretisch aus dem Meßprinzip folgt, der Suszeptibilität proportional ist. Dazu wurde die Suszeptibilität verschiedener Proben zunächst mit einer niederfrequenten Meßbrücke (1000 Hz) gemessen, dann mit der HF-Apparatur. Das Ergebnis zeigt Abb. 4.6a. Aufgetragen ist das HF-Signal gegen die "statische" Suszeptibilität. Die vermessenen Proben sind Diabase, Basalte und paramagnetische Salze. Trotz der relativ großen Streuung erkennt man, daß über den gesamten Meßbereich keine Proportionalität herrscht. Die Kurve läßt sich eher durch eine $(1-e^{-x})$ -Funktion beschreiben, d.h. der Zuwachs des HF-Signals nimmt mit wachsender Suszeptibilität ab. Diese nicht-lineare Abhängigkeit könnte durch die Charakteristik der HF-Apparatur bedingt sein, wenn z.B. die Flanke der Resonanzkurve innerhalb des Meßbereiches keine konstante Steigung besitzt. Um einen solchen Einfluß der HF-Apparatur abzuschätzen, wurde das HF-Meßsignal in Abhängigkeit zunehmender Gewichtsmengen und damit des magnetischen Moments von ein und derselben Substanz gemessen. Drei Substanzen mit sehr unterschiedlicher Suszeptibilität wurden dazu benutzt, das paramagnetische Salz $\text{NH}_4\text{Fe}(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, ein Basaltstück vom Rauhen Kulm (RK) und reines Magnetitpulver (Fe_3O_4). Das Ergebnis zeigt Abb. 4.6b. Für alle drei Materialien erhält man einen linearen Zusammenhang zwischen magnetischem Moment und HF-Signal. Alle Geraden gehen durch den Nullpunkt. Je geringer das spezifische magnetische Moment (d.h. die Suszeptibilität), desto größer die Steigung. Daraus folgt, daß die Nichtlinearität des HF-Signals über alle Proben nicht durch mangelnde Linearität der HF-Apparatur bedingt wird, sondern probenspezifisch ist. Dabei ist die Größe der Suszeptibilität ein entscheidender Parameter. Die nichtlineare Abhängigkeit wird auf den zunehmenden

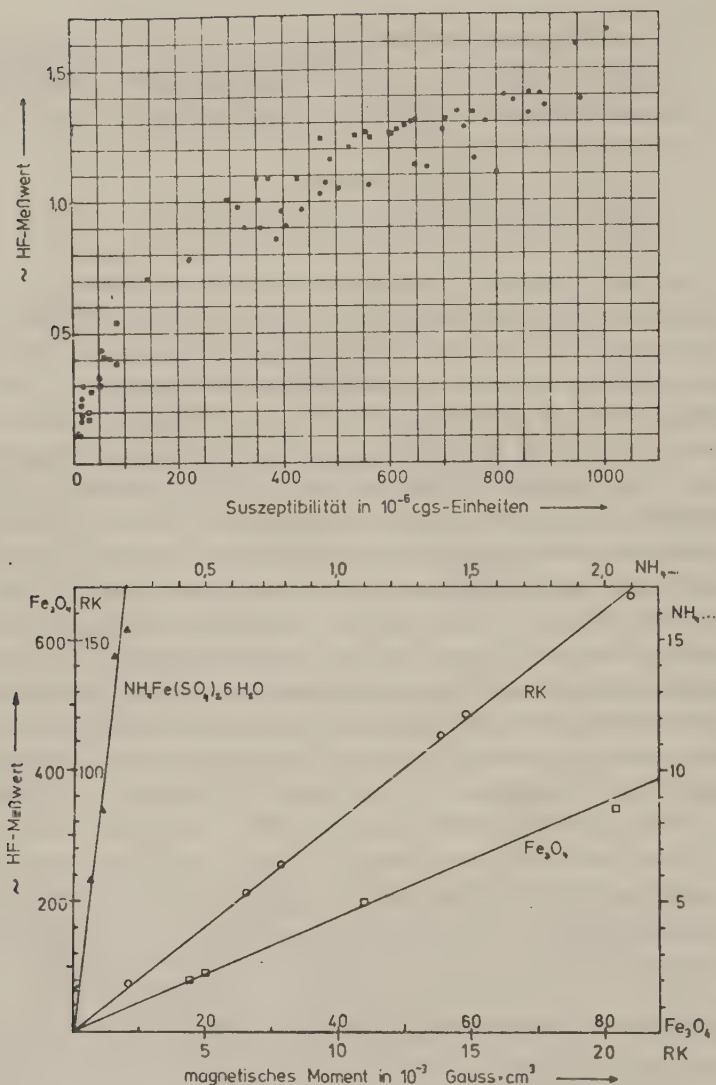


Abb. 4.6:

- Abhängigkeit des HF-Signals von der spezifischen Suszeptibilität verschiedener Proben.
- Abhängigkeit des HF-Signals vom magnetischen Moment dreier Proben. Fe_3O_4 : Magnetitpulver, RK: Basalt vom Rauhen Kulm (Oberpfalz), $\text{NH}_4(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$: paramagnetisches (Mohrsches) Salz.

Einfluß der HF-Frequenz auf die Suszeptibilität gedeutet. Die Berechnungen in 4.1 haben gezeigt, daß mit zunehmender Anfangsuszeptibilität die Frequenzabhängigkeit zunimmt, was sich für die durch Wandbewegungen verursachte Suszeptibilität in einem Absinken der Suszeptibilität bemerkbar macht. Dies stimmt mit den in Abb. 4.6 gezeigten Ergebnissen überein.

4.3.2 Anisotropie-Messung

Es ist zu erwarten, daß, wie sich schon theoretisch gezeigt hat, auch die Anisotropie durch die hohe Frequenz beeinflusst wird. Dazu wurde ein Teil des Probenmaterials im Gleichfeld mit einem sogenannten "Induktometer der Translation" gemessen, gebaut von L. Daly, (Daly, 1967), im Laboratoire de Géomagnétisme in St. Maur des Fossés (Paris) von Prof. E. Thellier. Bei diesem Meßprinzip wird eine Probe mit einer durch ein äußeres konstantes Feld induzierten Magnetisierung zwischen zwei coaxialen Spulen hin- und herbewegt, wobei durch die Änderung des magnetischen Flusses eine zur Magnetisierung proportionale Spannung induziert wird. Die Empfindlichkeit dieser Apparatur ermöglicht Messungen eines magnetischen Moments von 10^{-7} cgs-Einheiten. Das magnetisierende Feld betrug etwa 1 Oe.

Es stand im Labor noch ein Torsionsmagnetometer zur Verfügung, das mit einem Wechselfeld von 50 Oe arbeitete.

Für beide Apparaturen mußte das Probenmaterial auf Würfel mit der Kantenlänge von 5 cm zugeschnitten werden. Aus diesen Würfeln konnten nach Abschluß der Messungen 1 Zoll-Zylinder-Proben für eine direkte Vergleichsmessung mit der HF-Apparatur gebohrt werden. Tabelle 4.1 zeigt die Meßergebnisse ausgesuchter Diabasproben für die Methoden mit statischem, niederfrequentem und hochfrequentem Magnetfeld.

Nr.	Suszept. in 10^{-6}	Anisotropiegrad h q-Faktor			χ_{max} (χ_{min}) (Hauptachsen der Suszeptibilität)					
		Stat.	TM	HF	Stat.		TM		HF	
					Dec	Inc	ΔD	ΔI	ΔD	ΔI
Ha 7	308	16,6	10,8	8,7	41/16	- 6	+13	-23	+14	
		0,40	0,85	1,00	172/67	- 9	-19	+ 1	-10	
Re 1.2	28,8	9,4	22,9	6,3	221/24	+35	+37	+26	- 2	
		1,05	1,65	0,63	122/19	+25	- 9	+24	+ 6	
Es 2.2	1076	5,9	5,8	2,5	352/49	+ 8	+ 1	- 8	- 2	
		1,27	1,00	1,08	179/41	- 7	- 1	+ 3	+ 1	
BB 6.1	63,7	22,7	37,2	6,0	36/41	+12	- 3	-28	-12	
		1,58	1,38	1,53	183/45	-21	-16	-29	-24	

Tab. 4.1: Vergleich der Anisotropie der Suszeptibilität einiger Diabasproben gemessen im statischen Magnetfeld (Stat.), mit einem Torsions-Magnetometer (TM) (Wechselveld von 50 Hz) und mit der HF-Apparatur (HF) (Wechselveld von 10^7 Hz).

Anisotropiegrad $h = \frac{(\chi_{max} - \chi_{min})}{\bar{\chi}} \cdot 100, \}$ (Siehe dazu Kap. 3.2)
Formfaktor $q = 2(\chi_{max} - \chi_{mt}) / (\chi_{max} - \chi_{min})$

Für die Hauptachsen der Werte von TM und HF sind nur die Winkeldifferenzen der Deklination (ΔD) und Inklinaton (ΔI) zu den statisch gemessenen Werten angegeben.

Ein Vergleich der nach den drei Meßmethoden ermittelten Hauptrichtungen zeigt, daß in etwa eine gleiche Orientierung der Hauptachsen gemessen wird. Die Übereinstimmung ist umso besser, je grösser die Suszeptibilität (z.B. Es 2.2) ist. Nimmt man die Gleichfeld-Meßwerte als Richtmaß, so beträgt die Abweichung im Mittel etwa 15° , sowohl für die mit dem Torsionsmagnetometer gemessenen Proben, wie für die mit der HF-Apparatur gemessenen, obwohl im ersteren Fall identische Proben vermessen wurden, während für die HF-Messung nur etwa 1/10 der ursprünglichen Probe zur Verfügung stand.

Ein weiterer Vergleich mit Proben, die auf Grund der kürzeren Meßdauer nur mit dem Torsionsmagnetometer gemessen wurden, zeigt, daß die Übereinstimmung der Hauptachsenrichtungen umso größer ist, je geringer diese Richtungen im Handstück streuen. Betrag der

α_{95} -Winkel des Konfidenzkreises für die Proben eines Handstücks weniger als 10^0 , so war auch die Abweichung nur von dieser Größe.

Insgesamt liefert die HF-Messung innerhalb einer gewissen statistischen Streuung die gleichen Hauptachsen-Richtungen, wie die Niederfrequenz- oder Gleichfeld-Messung.

Vergleicht man die Werte des Anisotropie-Grades h , der sich aus der statischen- bzw. HF-Methode ergibt (die Torsionsmessung liefert keine absoluten Werte), so zeigt sich, daß die statisch bestimmten Werte stets größer sind. Das Verhältnis von h_{statisch} zu h_{HF} nimmt zu mit wachsender Suszeptibilität, wie mit wachsendem Anisotropiegrad h_{st} . In Tabelle 4.2 sind untereinander eingetragen der Wert χh_{st} und das Verhältnis $h_{\text{st}}/h_{\text{HF}}$:

Tabelle 4.2

Nr	Es 3	Es 1	Es 2	Ha 7	Ha 8	BB 6	Re 1.2
$\chi \cdot h_{\text{st}} \cdot 10^2$	336	324	63,5	51,1	18,7	14,5	2,71
$h_{\text{st}}/h_{\text{HF}}$	2,9	2,4	1,9	1,5	1,5	4,1	1,4

Bis auf die Probe BB 6, deren Erz nicht, wie das der übrigen Proben aus Magnetit bestand, sondern aus Pyrrhotin, ergibt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen beiden Größen.

Die Abhängigkeit des Anisotropie-Verhältnisses von der Suszeptibilität, wie vom (statisch gemessenen) Anisotropie-Grad läßt sich mit Hilfe der Ergebnisse von Kap. 4.1 deuten:

In Mehrbereichs-Teilchen werden mit zunehmender Suszeptibilität im HF-Feld die Wandbewegungen stärker gedämpft, als die Drehprozesse. Jene bewirken aber im wesentlichen die Suszeptibilität in der Richtung größter Magnetisierbarkeit, während letztere stärker zur Suszeptibilität in der Richtung schwerer Magnetisierbarkeit beitragen.

Die Größe der Suszeptibilität hängt einmal von den allgemeinen Parametern des Minerals ab, wie Sättigungs-Magnetisierung, Korngrößen-Verteilung, Spannungen. Dies drückt sich in der Abhängigkeit des h_{st}/h_{HF} -Verhältnisses von der Größe der Suszeptibilität aus.

Zum andern nimmt die Suszeptibilität relativ auch mit zunehmender Anisotropie zu und zwar in Richtung des kleinsten Anisotropie-Feldes. (Vorzugsrichtung). In dieser Richtung wird die Suszeptibilität stärker geschwächt als senkrecht dazu in Richtung des starken Anisotropie-Feldes. In dieser Richtung kann außerdem die Suszeptibilität eher durch Drehprozesse verursacht werden, die durch HF-Feld kaum gedämpft werden.

Dieser Effekt ergibt die Abhängigkeit des Anisotropie-Verhältnisses h_{st}/h_{HF} vom Anisotropie-Grad h_{st} .

Insgesamt gesehen, variiert das Verhältnis von statisch gemessenem Anisotropie-Grad h_{st} zum Anisotropie-Grad, gemessen mit der HF-Apparatur nur wenig. Im Mittel kann man für die Magnetit-haltigen Diabase einen Wert von 2,0 veranschlagen.

5. Gliederung und erdgeschichtliche Entwicklung der Münchberger Gneismasse (MM) und ihrer Umrahmung
(Geologica Bavarica 27, 1956; v.Horstig 1960; Sannemann 1958; Stettner 1960-1972; Tontsch 1956; Urban 1972; Wurm 1925-1965)

5.1 Gliederung der Umrahmung der Münchberger Gneismasse

Die untersuchten Proben stammen aus dem SW- bis SE-Teil des Randgebietes bzw. der Umrahmung der MM (Abb. 5.1). Die MM, wie die sich im SE anschließende Fichtelgebirgszone gehören dem Saxothuringikum des alten variskischen Gebirges an. Die eigentliche Gneismasse ist von mehreren geologischen Einheiten umgeben, die durch Störungen voneinander getrennt sind. Von außen her zur zentralen Gneismasse fortschreitend, stößt man zuerst auf das anchi- bis epizonal-metamorphe Paläozoikum, das die MM fast vollständig umgibt und im wesentlichen aus paläozoischen Sedimenten besteht. Das Paläozoikum wird unterteilt in eine Bayerische Fazies, die geographisch, wie entwicklungsgeschichtlich eng mit der MM verbunden ist und in eine Thüringische Fazies, die sich nach außen anschließt und wie ihr Name sagt, auch weiter nach NW bis nach Thüringen reicht. Während für die Bayerische Fazies eine sehr wechselhafte Lagerung charakteristisch ist, zeichnet sich die Thüringische Fazies durch einen weitgestreckten unkomplizierteren Aufbau aus. Aus ihrem südwest- bis südlichen Bereich stammen die untersuchten Diabase von Hallerstein (Ha), Escherlich (Es) und Bad Berneck (BB). Weiter in Richtung MM folgt die meist schmale Prasinit-Phyllit-Zone, die epizonal metamorph geprägt wurde, darauf die Zone der Randamphibolite, die im SW der MM ihre größte Mächtigkeit erreicht. Aus dieser Zone stammen die Amphibolitproben aus dem Schorgasttal (Scho). Die daran anschließende eigentliche Gneismasse soll hier nicht weiter aufgegliedert werden.

5.2 Erdgeschichtliche Entwicklung

Die Gesteine dieser Region wurden vom Kambrium bis zum Unterkarbon in einem Meeresraum abgelagert, der sich über ganz Mitteleuropa ausdehnte. Das Gebiet lag küstenfern, die Schuttlieferanten waren mehrere Inselbögen (Greiling 1966, S. 3). Vom Ordovizium bis zum Oberdevon war dieses Meer Schauplatz eines mächtigen Diabasvulkanismus (Wurm 1965).

Eigenartigerweise haben in dem Raum der heutigen MM immer etwas andere Sedimentations-Verhältnisse geherrscht, als in den umgebenden Gebieten. Der mehr oder weniger ungestörte Rest dieser Ablagerung ist der Streifen der Bayerischen Fazies. Es wird angenommen, daß das Meer der Bayerischen Fazies in mehrere Becken unterteilt war, wodurch es zu unterschiedlicher Sedimentation kam, während die Thüringische Fazies in einem großräumigen Becken abgelagert wurde.

Der erste Diabasvulkanismus setzte im Tremadoc ein. Die untersuchten Vorkommen von Hallerstein und Escherlich gehören dieser Förderungsphase an.

Die ersten Anzeichen der variskischen Orogenese machen sich in einer durch Tangential-Spannungen verursachten planaren Verformung bemerkbar, wobei das Haupt-s-Gefüge zum Zeitpunkt der Verformung horizontal lag (Stettner 1960, S. 299). Die Verformung des fichtelgebirgischen Paläozoikums wird als präoberdevonisch eingestuft. Im Oberdevon begann sich die Erdoberfläche wieder stärker abzusinken, eine Vorbereitung der variskischen Orogenese. Mit der Absenkung war eine Zerrungstektonik in NW-SE-Richtung verbunden. Zum Zeitpunkt der tiefsten Absenkung kam es zu mächtigem Diabasvulkanismus. In der Thüringischen Fazies ist der Diabas von Bad Berneck ein Produkt dieses Vulkanismus' (Wurm 1965, S. 65).

Der Beginn der Hebungsphase war charakterisiert durch eine NW-SE gerichtete Einengung. Es bildeten sich erzgebirgisch (NE-SW) streichende Faltenachsen. In Anpassung an die abnehmenden Temperaturen und Drucke während der Hebung setzte im Gebiet der Gneismasse eine retrograde Metamorphose ein, die in den höheren Stockwerken die Grünschieferfazies erreichte.

Mit zunehmender Einengung wurde auch das vorgelagerte Paläozoikum von der Verformung erfaßt. Die Randgebiete, die heutige Prasinit-Phyllit-Zone und die Randamphibolite wurden von ihrer Unterlage abgeschert, am Rande der Gneismasse eingeschuppt und mit der Gneismasse auf die Umrahmung geschoben. Paläozoikum und Randgebiete besitzen einen progressiven Metamorphose-Zustand. (Deswegen wurden Proben aus diesen Zonen und nicht aus der eigentlichen Gneismasse entnommen.)

Am Ende der variskischen Orogenese drang im Süden der Fichtelgebirgspluton auf, der die paläozoischen Schiefer zum Teil kontakt-metamorph überprägte.

Zuletzt riß ein einheitliches Kluftsystem in herzynischer und erzgebirgscher Richtung auf (Emmert 1956). In der saalischen Phase und auch in jüngerer Zeit wurden die Klüfte zu Bewegungsbahnen, längs derer relativ große Bewegungen stattfanden. Die sogenannte Fränkische Linie kennzeichnet eine Heraushebung der MM bis zur mittleren Kreidezeit um etwa 1000 m (Urban 1972). Es kam zu schollenartigen Verwerfungen mit nordwestlich-südöstlicher Streichrichtung, wobei die Schollen antithetisch nach NE gekippt wurden.

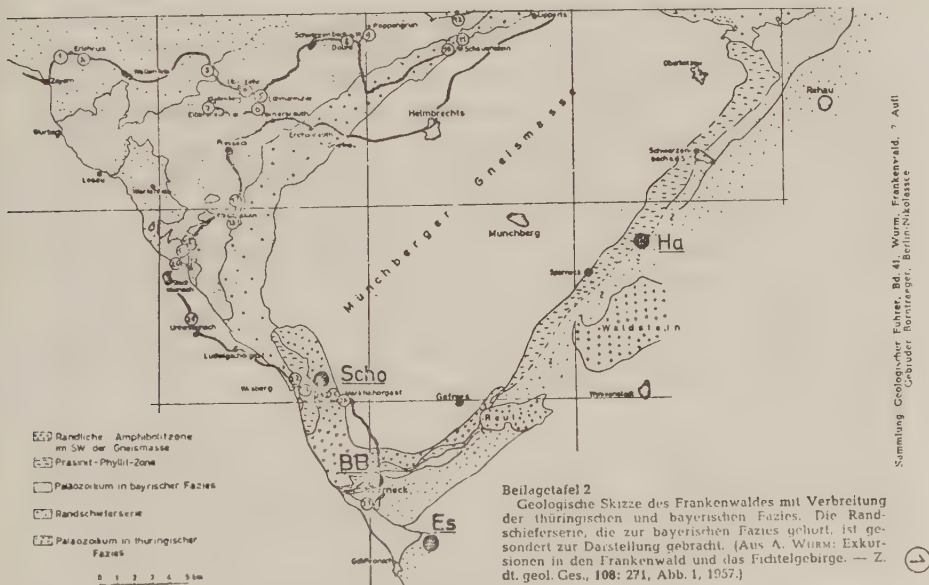


Abb. 5.1: Die Münchberger Gneismasse und ihre Umrahmung (Ausschnitt aus A. Wurm, 1957). Mit Ha, Es, BB ist die Lage der Diabas-Vorkommen von Hallerstein, Escherlich und Bad Berneck, mit Scho die der untersuchten Randamphibolite aus dem Schorgastal gekennzeichnet.

6. Diabas von Hallerstein (Ha)

6.1 Vorkommen (siehe Erl. z. Geol. Karte v. Bayern, Blatt 5837 von Stettner 1964)

Der Diabas von Hallerstein ist im Vorland des Fichtelgebirges eine auffallende Kuppe. "Tuffitische Beimengungen in den umgebenden Schiefeln machen einen synsedimentären Diabas-Magmatismus im Tremadoc ... wahrscheinlich. Die Feinkörnigkeit ... läßt auf eine effusive Natur der Diabase schließen" (Stettner, S. 66). Die umgebenden Phycodenschichten gehören zum Ordovizium der thüringischen Fazies der Fichtelgebirgszone. Sie sind während der variskischen Gebirgsbildung überprägt worden und besitzen eine epizonale Mineralfazies (Stettner, S. 54).

Der Diabas von Hallerstein liegt außerdem gerade am Rand eines Kontakthofes, der durch das Aufdringen der Fichtelgebirgs-Granite am Ende der variskischen Orogenese entstand.

Er ist der größte Körper von kleineren Diabasvorkommen, die als linsige Körper dem Schiefergefüge eingeschichtet sind. Diese Diabase sind nur teilweise verschiefert und zumeist im Kern von der orogenen Durchbewegung verschont.

Der Ha-Diabas fällt durch relativ gröberes Korn auf. Der Körper ist stark zerschert und von Bewegungsflächen durchzogen, im Bruchstück erscheint das Gestein jedoch massig und unregelmäßig. Stettner S. 67: "Das Korngefüge ist mehr hypidiomorph-körnig als ophitisch. Plagioklasleisten sowie kleinere bis gleichgroße Augite entstammen dem primären Kornverband. Die Plagioklase waren primär sicher basischer, doch sind sie in der Regel noch gut erhalten...."

Dagegen ist Augit meist zu Amphibol umgewandelt, teilweise auch schon chloritisiert. Dies führt Stettner auf die Auswirkung der epizonalen Metamorphose zurück. Ebenso die Existenz von Stilpnomelan, der gelegentlich in kleinen Fächern und Garben auftritt. Die Bildung der aktinolitischen Hornblenden, "die als kleine

Scheiter, Nadeln und Garben in begrenztem Umfang und nicht überall die älteren Minerale durchdringen", deutet er als Anzeichen der granitischen Kontaktmetamorphose.

6.2 Erzbestandteile

6.2.1 Erzmikroskopie

Im Mikroskop erkennt man im Anschliff sehr große (Durchschnitt: 50-100 μm) ehemalige Titanomagnetit-Körner und eigenständige Ilmenit-Körner. Der Grad der Ausbildung der alten Ilmenitlamellen in den Titanomagnetit-Körnern weist auf einen Hochtemperatur-Oxydationsgrad der Klasse 2 bis 3 hin (nach Ade-Hall 1968). Diese Oxydation ist sicher primärer Natur, d.h. zur Zeit der Gesteins-Bildung entstanden. Auf Grund der sehr großen Körner (bis 500 μm) kann auf eine sehr langsame Abkühlrate geschlossen werden, so daß genügend Zeit für eine Oxydation der Erzkörner vorhanden war. Bei dieser Oxydations-Stufe wird der ursprüngliche Titanomagnetit fast vollständig in eine Phase nahe Magnetit und eine titanreiche Phase (Ilmenitlamellen) entmischt. Sowohl Ilmenitlamellen, wie Magnetit sind durch eine sekundäre Tieftemperatur-Oxydation weitgehend umgewandelt. Die ehemaligen Titanomagnetite erscheinen mittelgrau (Titandioxidminerale) und große Partien sind körnig granuliert. Nach Ade-Hall ist diese Granulierung ein typisches Zeichen hydrothermalen Veränderung (Ade-Hall 1968, 1971). Auf Grund der Körnigkeit läßt sich diese Phase mikroskopisch nicht identifizieren, jedoch schloß Ade-Hall aus Röntgenaufnahmen auf eine Rutil-nahe Phase. Bei dem vorliegenden Material sind aber noch Reste der alten magnetischen Magnetit-reichen Phase vorhanden, wie sich aus Beobachtungen mit Kolloidbedeckung ergibt. Die erkennbaren Wandstrukturen haben eine Mäander-artige Ausbildung der Blochwände. Im Gegensatz zu den Beobachtungen von Ade-Hall ist die Granulation auch bei Körnern der Oxydationsklasse drei zu finden, in welchen auf Grund der Titan-Abwanderung nach Ade-Hall eine solche Granulation nicht mehr existieren sollte.

Die ehemaligen Ilmenit-Lamellen erscheinen vollkommen zersetzt in eine mittelgraue (Titanominerale) und eine dunkelgraue bis schwarze Phase (Titanit).

Die eigenständigen Ilmenit-Körner haben einen dunklen Saum von Titanit. Die einst geschlossenen Körner bestehen oft nur noch aus einzelnen Inseln, getrennt durch schwarzes Titanit-Material. Wegen der durch Tieftemperatur-Oxydation erzeugten Strukturen kann auf eine Bildungs-Temperatur von mehr als 150°C (Granulation) geschlossen werden, wahrscheinlich $250\text{--}300^{\circ}\text{C}$ (Titanit-Bildung), wobei noch offen ist, ob die Regional- oder die Kontaktmetamorphose die Ursache war.

Es wurden auch Röntgen-Aufnahmen nach dem Debey-Scherrer-Verfahren gemacht. Mit Sicherheit konnten nur Ilmenit, sowie die Oligoklasse der Matrix identifiziert werden. Nicht gefunden wurden die Linien von vermutetem Rutil, Titanit, Pseudobrookit, Pyrrhotin. Die Linien von Magnetit konnten nicht vollständig identifiziert werden.

Jedoch wurde Magnetit mit einem anderen Verfahren nachgewiesen: Die Temperatur-Abhängigkeit der Sättigungsremanenz zeigt den bei -155°C charakteristischen Sprung, der durch das Vorzeichen-Wechsel der Kristallanisotropie-Konstanten bedingt ist (wahrscheinlich auch Übergang des Gitters von der kubischen zur orthorhombischen Form). Auch der Memory-Effekt beim Wiederaufheizen (Nagata et Kobayashi, 1964) wurde beobachtet.

Von einer Probe wurde auch das Mößbauer-Spektrum gemessen. Die Absorptions-Linien zeigten gegenüber reinem Magnetit eine Abnahme der Eisen-Ionen auf den Oktaeder-Plätzen (Schmidbauer 1976, mündl. Mitteilung). Dies wird auf eine (teilweise) Umwandlung von Magnetit zu Maghemit zurückgeführt (Bildung von Leerstellen an Stelle der Fe^{2+} -Ionen auf den Oktaeder-Plätzen). Hämatit-Linien wurden nicht gefunden.

6.2.2 $J_s(T)$ -Kurven

Es wurden von den einzelnen Handstücken Material entnommen, um die Sättigungs-Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur zu messen. Es wurde in Luft aufgeheizt.

Die Kurven für die verschiedenen Handstücke haben durchwegs eine einheitliche Form. Abb. 6.2 a,b zeigt zwei charakteristische Beispiele. Aus der oberen Kurve wird die Variation der Magnetisierung in einem Temperaturbereich von -200° bis $+600^{\circ}$ C deutlich. Da bei tiefen Temperaturen der paramagnetische Anteil stark zunimmt, wurde dieser Anteil über die Abhängigkeit der Magnetisierung von der Feldstärke berechnet und von der gesamten Magnetisierung abgezogen. Die so erhaltene Kurve zeigt den für Magnetit typischen Q-Typ (Neél 1948). Die Curie-Temperatur beträgt etwa 580° C. Abweichend von diesem Kurventyp nimmt zwischen 200° und 500° C die Magnetisierung stärker ab. Die Abkühlungs-Kurve bis Zimmertemperatur (Totalmagnetisierung) zeigt die für alle Proben beobachtete Erniedrigung der Sättigungs-Magnetisierung, die etwa der Abnahme der Magnetisierung zwischen 200° und 500° C beim Aufheizen entspricht.

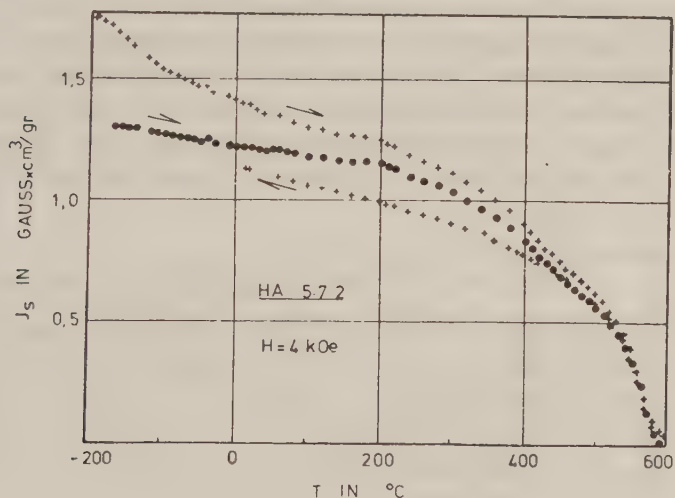


Abb. 6.2a: Sättigungs-Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur ($J_s(T)$ -Kurve). Die Pfeile geben die Richtung der Temperatur-Änderung an. Für die Aufheizkurve ist zusätzlich der rein ferri-magnetische Anteil eingezeichnet (•).

Aus der Kurve folgt, daß das Material ursprünglich aus zwei Phasen besteht, deren eine mit Sicherheit Magnetit ist. Bei der zweiten Phase könnte es sich um einen Titanomagnetit mit einer niedrigeren Curie-Temperatur von 300° bis 400° C handeln. Dagegen spricht erstens, daß beim Abkühlen nichts mehr von dieser Phase zu sehen ist, zweitens, daß die Sättigungs-Magnetisierung nicht zunimmt, wie es bei einer Oxydation der Titanomagnetit-Phase nach Magnetit zu erwarten wäre. Es sei denn, daß weiter Magnetit zu Hämatit oxydiert. Dagegen spricht, daß die Erniedrigung der Sättigungs-Magnetisierung nach dem Aufheizen genau mit dem beim Aufheizen zu beobachtenden Zusammenbruch ab 300° C übereinstimmt.

Obwohl im Erzmikroskop nicht identifizierbar, besteht diese Phase wahrscheinlich aus Maghemit, einem typischen Produkt der Tieftemperatur-Oxydation, das bei Temperaturen über $300 - 350^{\circ}$ C instabil wird. Allerdings wurde Maghemit von Ade-Hall (1968, 1971) nur in Material beobachtet, daß eine geringe Hochtemperatur-Oxydation (Klasse 1), wie auch eine geringe Tieftemperatur-Oxydation zeigte. Ein Vergleich mit Kurven, die von anderen Autoren aufgenommen wurden (Wasilewski 1968, AdeHall 1971, Johnson et Merrill 1972, Ozima et al. 1974), sowie das Mößbauer-Spektrum einer Probe (Abschnitt 6.1) unterstützen die Annahme, daß Maghemit vorhanden ist.

Die Abb. 6.2b zeigt die $J_s(T)$ -Kurve, wie sie für die Proben charakteristisch ist, die einem zweiten Ausbiß des Vorkommens entnommen wurden. Die Abnahme der Sättigungs-Magnetisierung nach dem Aufheizen ist deutlich geringer. Dies wird auf einen geringeren Maghemit-Anteil zurückgeführt.

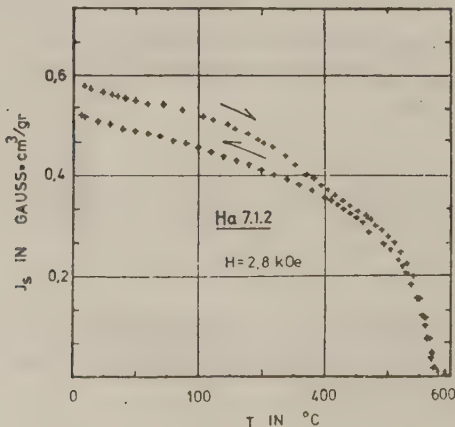


Abb. 6.2b:
Sättigungs-Magnetisierung
in Abhängigkeit von der
Temperatur. Die Pfeile
geben die Richtung der
Temperatur-Änderung an.

6.3 Natürliche und charakteristische remanente Magnetisierung

6.3.1 Probenherstellung

Vom Vorkommen bei Hallerstein wurden orientierte Handstücke (mittlere Größe: 15 dm^3) entnommen. Die Handstücke wurden durch eine aufgebrauchte horizontale Gipsplatte mit einem Kompaß orientiert. Ein Einfluß der Magnetisierung des Gesteins auf den Kompaß konnte nicht nachgewiesen werden. Die Handstücke entstammen zwei Ausbissen, die etwa 120 m auseinander liegen. Die ersteren (Ha 1 - 6) stammen aus dem östlich der Straße nach Völkenreuth Anstehenden (R: 4494620, H: 5561190), Ha 7 und 8 stammen dagegen aus dem Felsen, der nördlich der Kirche von Hallerstein liegt (R: 4494500, H: 5561100). Aus diesen Handstücken wurden im Labor zylindrische Kerne mit 1 Zoll Durchmesser gebohrt, pro Handstück etwa 6 bis 8 Kerne, wobei jeder Kern 2 bis 3 Proben von 1 Zoll Länge ergab. Der größte Teil der Proben wurde zur Vermeidung von Effekten, erzeugt durch Form-Anisotropie der Probe (nicht der Körner!), zu kugelförmigen Proben abgeschliffen. Dazu wurden die zylindrischen Proben senkrecht zu ihrer Achse mit dem gleichen 1-Zoll-Bohrer durchbohrt, allerdings nur so weit, daß der Bohrkern noch durch ein genügend starkes Reststück mit der Probe verbunden blieb. Dann wurde die Probe um 90° um ihre Zylinderachse gedreht und nocheinmal, nun vollständig, durchbohrt. Das Ergebnis waren Proben, die auf einer Art Kugeloberfläche noch 8 aufgesetzte pyramidenartige kleine Spitzen besaßen. Diese konnten leicht abgeschliffen werden.

6.3.2 Natürliche remanente Magnetisierung (NRM)

Die Proben wurden mit einem Spinner Magnetometer gemessen. Die Ergebnisse zeigt die Abb. 6.3. Es lassen sich sowohl von der Intensität her, wie von der Richtung der NRM drei Gruppen unterscheiden. Die meisten Proben bilden eine Gruppe mit nur geringer Streuung ($\sigma_{95} = 4,3^\circ$) um einen mittleren Wert von $D = 59^\circ$, $I = 34^\circ$. Die mittlere Intensität ist etwa gleich 218×10^{-5} Gauss. Diese Proben stammen alle aus den Handstücken 3 bis 6. Aus derselben Felskuppe stammt Ha 1, das mit $D = 339^\circ$, $I = -26^\circ$ mit $\sigma_{95} = 10,6^\circ$

aus dieser Gruppe herausfällt. Schon äußerlich unterscheidet es sich durch seine hellgrüne Farbe (Zoisit, Epidot). Es stammt aus einer mechanisch beeinflussten Scherzone und besitzt nur eine Intensität von $3,2 \times 10^{-5}$ Gauss.

Eine eigene Gruppe bilden die Proben aus Ha 7 und Ha 8. Für Ha 8 ist $73,5 \times 10^{-5}$ Gauss die mittlere Intensität, für Ha 7 $16,8 \times 10^{-5}$ Gauss, die Mittelwerte der Magnetisierungs-Richtungen sind $D = 219^\circ$, $I = 63^\circ$ und $D = 190^\circ$, $I = 14^\circ$.

Abgesehen von Handstück 1 ergibt sich eine ins Auge fallende Beziehung zwischen der Intensität der NRM und ihrer Richtung: Mit abnehmender Intensität wandert die Richtung aus einer Richtung jüngerer geologischer Zeit in eine Richtung mehr pläozoischen Alters. Letztere ist wahrscheinlich schon mehr oder weniger eine Richtung charakteristischer remanenter Magnetisierung (CARM).

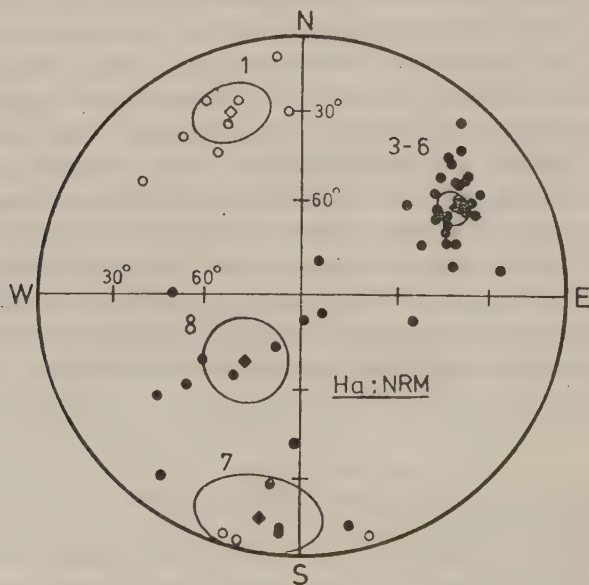


Abb.6.3: Richtung der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) der Bohrkerne aus dem Diabas-Vorkommen von Hallerstein. Eingezeichnet sind die Durchstoßpunkte der Vektoren auf einer Kugeloberfläche projiziert auf die Ebene im Schmidtschen Netz flächentreuer Projektion.

Volle Kreise: nach unten gerichtete Vektoren, offene Kreise: nach oben gerichtete Vektoren.

Die "Ovale" sind die Projektion der α_{95} -Kreise, die den Winkelbereich angeben, in dem sich mit 95 % Wahrscheinlichkeit der Mittelwert des Vorkommens bzw. einzelner Handstücke befindet.

6.3.3 Bestimmung der CARM

Die Proben wurden im Wechselfeld mit maximalen Feldstärken bis zu 2000 Oe entmagnetisiert, ein Teil der Proben auch durch Aufheizen bis zu 560° C und Abkühlen im Nullfeld.

Es zeigte sich, daß bei Feldern über 700 Oe die Intensität oft sprunghaft zunahm und zugleich die Richtungen extrem streuten. Dies wird auf sekundäre Remanenzen zurückgeführt, die sich während der Abmagnetisierung auf Grund der unvollständigen Kompensation des äußeren Feldes bilden. Abb. 6.4 b zeigt als durchgezeichnete Kurve die Abnahme der mittleren Intensität mit wachsender Amplitude des Wechselfeldes für die Gruppe 3 - 6. Zusätzlich ist das Spektrum der Koerzitivkraft eingezeichnet. Der Flächeninhalt der Säulen ist ein Maß für die in einem Entmagnetisierungs-Intervall ausgelöschte Remanenz. Bei 100 bzw. 500 Oe ist über 90 % der Magnetisierung abgebaut. Von der bis 100 Oe verbleibenden Magnetisierung sind bereits 70 % bei einer Feldstärke von 50 Oe zerstört. Die NRM besteht also zum überwiegenden Teil aus einem sehr weichmagnetischen Anteil. Doch bleibt ab etwa 300 Oe ein kleiner stabiler Anteil (4,5 %) bestehen. Der Anteil mittlerer Stabilität, der zwischen 100 und 300 Oe abgebaut wird, beträgt etwa 10 % der Gesamt magnetisierung.

Die Frage ist, ob dieses Spektrum der Koerzitivkraft repräsentativ für den ferrimagnetischen Erzanteil der Probe ist, oder ob auf Grund der Bildungs-Bedingung(en) der remanenten Magnetisierung(en) nur Körner mit einem bestimmten Koerzitivkraft-Spektrum mobilisiert wurden. Es wurden daher zum Vergleich in einem starken Gleichfeld (14 kOe) sämtliche Erz-Körner magnetisiert und die so erhaltene Sättigungs-Remanenz wieder schrittweise entmagnetisiert. Abb. 6.5 zeigt das Ergebnis für das Mittel aus zwei Proben aus Ha 3-6. Bei 500 Oe sind noch 10 % der Totalintensität vorhanden (B-Typ). Gegenüber dem Entmagnetisierungs-Spektrum der NRM ist der Bereich zwischen 100 und 400 Oe viel stärker (etwa 60 % gegenüber 10 %) repräsentiert, oder umgekehrt ist bei der NRM der Bereich bis 100 Oe überrepräsentiert. Dies läßt auf eine sekundäre Magnetisierung schließen, die nur von Körnern mit geringen Koerzitivkräften getragen wird.

Abb.6.4c,d zeigt das Verhalten bei thermischer Entmagnetisierung. Bis 400°C nimmt die Intensität fast linear ab, dementsprechend ist die Verteilung der Blockungs-Temperaturen über diesen Temperaturbereich sehr gleichmäßig. Ab 400°C bleibt eine stabile Restmagnetisierung bestehen ($\sim 6\%$). Die Koerzitivkraft-Spektren und die Blockungstemperatur-Spektren lassen sich über die Richtung

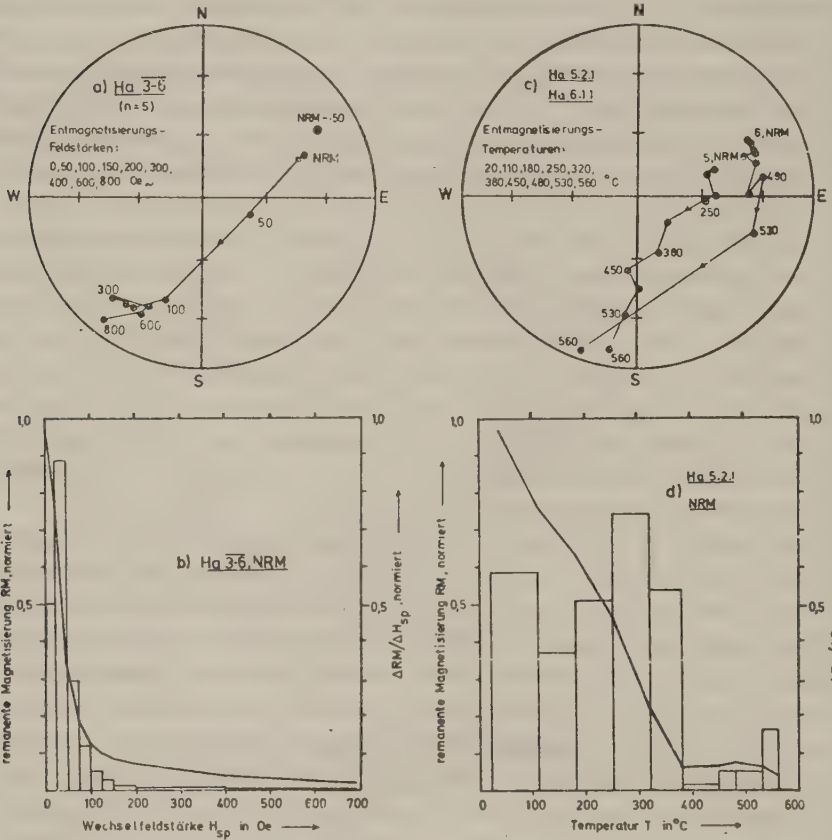


Abb.6.4: Richtungs- und Intensitätsänderung der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) bei fortschreitender thermischer (c,d) oder Wechselfeld-Entmagnetisierung (a,b) der Proben aus Ha 3-6. Die in den Diagrammen der Intensitätsabnahme eingezeichneten Rechteckflächen entsprechen der zwischen zwei Entmagnetisierungsschritten abgebauten Magnetisierung und sind ein Maß für das Koerzitivkraft- bzw. Blockungstemperatur-Spektrum.

der Magnetisierung in Abhängigkeit vom Grad der Entmagnetisierung korrelieren. Abb. 6.4 a zeigt die Richtungsänderung gemittelt über 5 Proben aus Ha 3-6 bei fortschreitender Wechselfeld-Entmagnetisierung. Aus der Richtung der NRM ($D = 67^\circ$, $I = 37^\circ$) dreht sich die Richtung der Magnetisierung stetig in eine Richtung ($210^\circ/25^\circ$), in deren Nähe der Magnetisierungsvektor dann ab 200 Oe bleibt. Vergleicht man die zugehörigen Intensitäten, ergibt sich eine eindeutige Korrelation des nicht stabilen Anteils mit der Richtung der NRM und des stabilen Anteils mit der ab 200 Oe erreichten Richtung. Die Magnetisierung mittlerer Stabilität ist eine Überlagerung beider Anteile, charakterisiert durch die fortschreitende Richtungsänderung. Um zu erkennen, wie weit die beiden charakteristischen Richtungen nicht durch eine Überlagerung mehrerer Magnetisierungs-Komponenten entstanden, wurde auch die Magnetisierung berechnet, die beim jeweiligen Entmagnetisierungsschritt zerstört wird. Beim ersten Entmagnetisierungsschritt von 50 Oe wird eine Remanenz zerstört mit einer Richtung von $D = 59^\circ$, $I = 23^\circ$ und einer Intensität von 76 % der NRM. Sie weicht also etwas (15°) von der Richtung der NRM ab. Die stabile Richtung ($210^\circ/25^\circ$) wird dagegen nur von einer Komponente gebildet, da die ab 300 Oe abgebaute Magnetisierung im Mittel mit $D = 209$, $I = 31^\circ$ mit der stabilen Richtung übereinstimmt. Für die thermische Entmagnetisierung ergibt sich eine

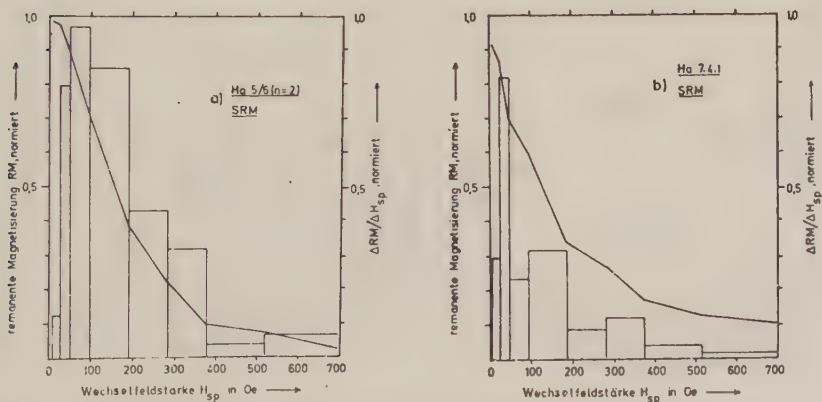


Abb. 6.5: Abnahme der Sättigungs-Remanenz, erzeugt in einem Feld von 14 kOe, bei Wechselfeld-Entmagnetisierung für Proben aus der Gruppe Ha 3-6 und 7/8

ähnliche Änderung der Richtung (Abb. 6.4c). Wie schon die Intensitätsabnahme zeigte, wird die sekundäre Magnetisierung erst bei relativ hohen Temperaturen von 400 bis 500° C vollständig abgebaut. Bei einer Probe (Ha 6.1.1) sogar erst bei Temperaturen über 530° C.

Die Entmagnetisierungs-Kurven für die Proben aus Ha 7 und 8 (Abb.6.6) zeigen, daß deren NRM stabiler ist. Bei 500 Oe Wechselfeld ist noch mehr als 10 % der ursprünglichen Remanenz vorhanden. Die Entmagnetisierungs-Kurven der Sättigungsremanenz (Abb. 6.5b) zeigen, daß diese Proben Erzkörner mit höheren Koerzitivkräften

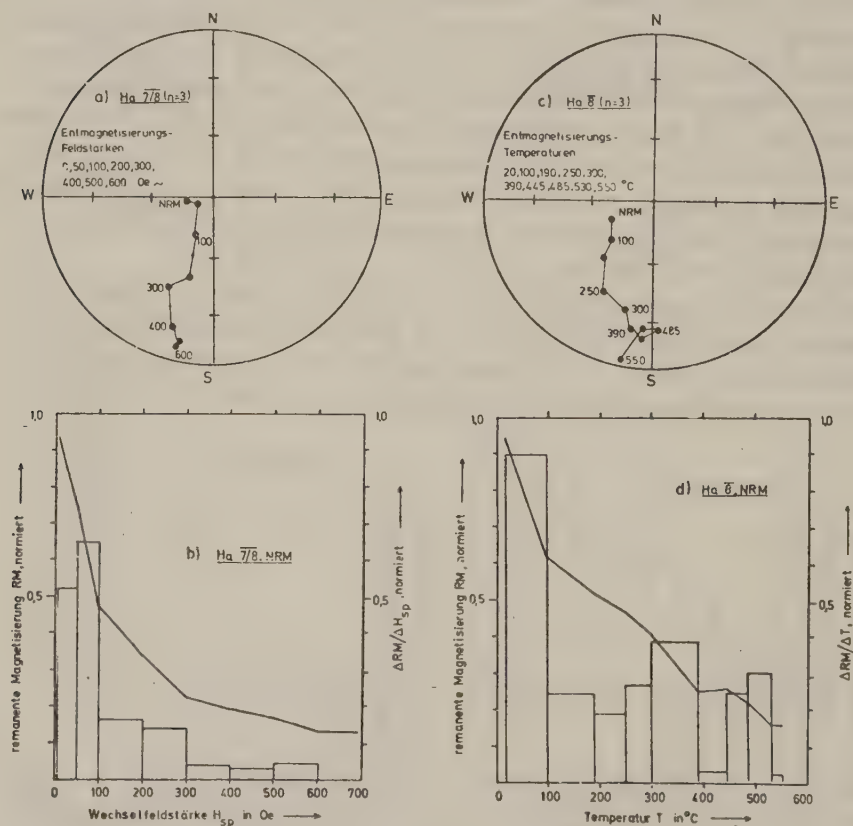


Abb.6.6: Richtungs- und Intensitätsänderung der NRM bei thermischer und Wechselfeld-Entmagnetisierung der Proben aus Ha 7/8.

besitzen. Im Gegensatz zu den Ha 3-6-Proben stimmen die Kurven für die NRM und die Sättigungs-Remanenz sehr gut überein, d.h. die NRM wird von einem repräsentativen Querschnitt aller Körner getragen.

Betrachtet man die zugehörigen Richtungen, erkennt man die gleiche Tendenz wie für die Ha 3-6-Proben, mit zunehmender Entmagnetisierung in eine Richtung südlicher Deklination mit kleiner positiver Inklinaton zu wandern.

Auf Grund der Entmagnetisierungs-Kurven und der entsprechenden Richtungen wurde das gesamte Vorkommen mit 600 Oe entmagnetisiert. Wie aus Abb.6.7 hervorgeht, ergibt sich für die Proben aller Handstücke trotz unterschiedlicher NRM eine fast einheitliche Orientierung der CARM von $D = 197^\circ$, $I = 16^\circ$ mit $\alpha_{95} = 6,8^\circ$ für Ha 3-6+8 und $D = 190^\circ$, $I = -12^\circ$ mit $\alpha_{95} = 5,7^\circ$ für Ha 7.

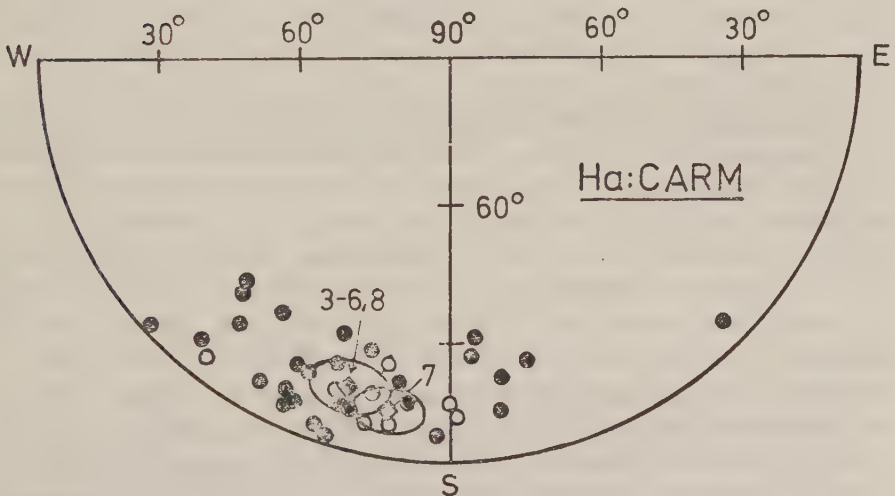


Abb.6.7: Lage der Magnetisierungs-Vektoren nach Wechselfeld-Entmagnetisierung mit 600 Oe. Die Proben aus Ha 3-6 und Ha 8 haben eine positive Inklinaton (d.h. nach unten gerichtet), die Proben aus Ha 7 eine negative Inklinaton.

6.4 Anisotropie der Suszeptibilität

Es wurden pro Handstück 6 bis 10 etwa kugelförmige Proben mit der HF-Apparatur gemessen, für jede Probe der Anisotropie-Tensor berechnet, aus dem sich die Hauptachsen größter, mittlerer und kleinster Suszeptibilität, sowie Stärke und Form der Anisotropie ergeben.

6.4.1 Tensor-Darstellbarkeit

Ist die Anisotropie durch einen symmetrischen Tensor 2. Stufe darstellbar, d.h. geometrisch durch ein Ellipsoid, so muß die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Magnetisierungs-Richtung in einer beliebigen Meßebene als $\sin(2\varphi + d)$ -Funktion beschrieben werden können (d = konstanter Phasenwinkel). Die Abweichung der Meßkurve von einer solchen Funktion müßte durch eine Fourier-Analyse beschrieben werden. Da das Meßsignal aber relativ störempfindlich war, wurde darauf verzichtet und ausgehend von den zur Tensorberechnung benötigten Meßdaten der mittlere quadratische Fehler der Winkel von Maxima bzw. Minima und der entsprechenden Amplituden-Differenzen berechnet.

Die Meßgenauigkeit war etwa gleich $\pm 1^\circ$ für die Winkel und ± 1 mm für die Amplituden. Das entspricht bei einer mittleren Amplitudendifferenz von 10 cm einer Genauigkeit von $\pm 1\%$, bezogen auf die mittlere Suszeptibilität, der ein Ausschlag von 500 cm entsprach, einer Genauigkeit von 0,2 %.

Für die Winkel betrug die mittlere Abweichung von dem aus 8 Werten berechneten Mittelwert $5,8^\circ$. Diese Abweichung war in allen drei Meßebenen von der gleichen Größe. (Die 8 Meßwerte ergeben sich bei einer $\sin 2\varphi$ -Funktion bei einer vollen Umdrehung aus den 2 x 2 Maxima- und den 2 x 2 Minima-Werten (= $\varphi_{\max} + 90^\circ$) der beiden Meßkurven rechts und links von der Resonanzstelle (Abb.4.2)). Die Abweichung von der mittleren Amplitudendifferenz (6 Meßwerte) war im Mittel gleich 4 %. Die geringste Abweichung (3 %) ergab sich für die Meßebene, die mit der durch die Richtung größter und kleinster Suszeptibilität aufgespannten Ebene den kleinsten Winkel bildete. Für die Ebene mit der geringsten Variation der

Suszeptibilitäten war die Abweichung gleich 5,2 %. Abb. 6.8 zeigt anschaulich die mittlere Variationsbreite, innerhalb der die Meßkurven liegen. Die Anisotropie kann im wesentlichen mit einer $\sin 2\varphi$ -Funktion beschrieben werden, d.h. durch einen symmetrischen Tensor 2. Stufe. Bei obiger Variationsbreite streuen die Richtungen der Hauptachsen um etwa $\pm 5^\circ$ und der Anisotropie-Grad h relativ um ± 4 %.

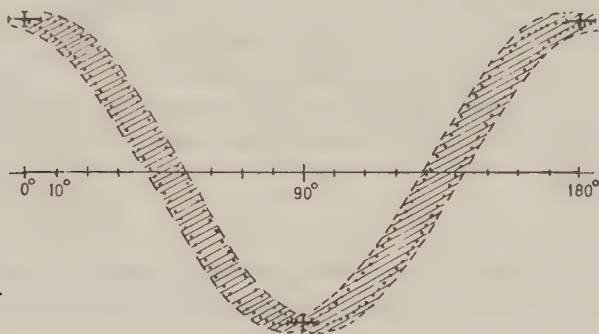


Abb.6.8: Mittlere Variationsbreite der Meßkurven. Gepunktet: Variationsbreite der Winkel für Maxima und Minima. Gestrichelt: Variationsbreite der Amplituden.

6.4.2 Lage und Form des Anisotropie-Ellipsoids

a) Lage der Hauptachsen

Abb.6.9 zeigt die räumliche Verteilung der Hauptachsen größter ($\chi_{\max}$), mittlerer (χ_{mit}) und kleinster ($\chi_{\min}$) Suszeptibilität im Schmidtschen Netz flächentreuer Projektion. Die $\chi_{\min}$ -Richtungen sind deutlich enger ($\alpha_{95} = 5,9^\circ$, $k = 19,7$) um den Mittelwert ($D = 169^\circ$, $I = 51^\circ$) gruppiert als die beiden anderen $\chi_{\max}$ und χ_{mit} Richtungen, die eher auf einem Großkreis verteilt

sind. Für den gesamten Gesteinsverband existiert keine ausgeprägte Vorzugsrichtung der Magnetisierbarkeit, sondern eine Ebene. Daher entspricht die Verteilung der Richtung größter und mittlerer Suszeptibilität keiner Fisher-Verteilung. Es wurden deswegen die α_{95} - und k-Werte getrennt für Deklination und Inklinaton berechnet und zwar indem statt der Wertepaare D_i/I_i Wertepaare D_i/D_j bzw. I_i/I_j gewählt wurden, wobei i und j so zu wählen sind, daß eine möglichst punktwolkenartige Verteilung erreicht wird.

Es ergeben sich für die mittlere leichte Richtung von $D = 21^\circ$, $I = 35^\circ$ Wertepaare von $14^\circ/6^\circ$ für α_{95} und 3,28/18,0 für k, d.h. statt eines Kreises eine ausgeprägte Ellipse.

Innerhalb der Richtungen größter und kleinster Suszeptibilität lassen sich zwei Häufungsmaxima erkennen, wobei die NS-Achse etwa die Grenze bildete. Für die Mehrzahl der Proben gibt es eine Häufung um $D = 41^\circ$, $I = 33^\circ$ mit $\alpha_{95} = 9^\circ$, $k = 11,5$ (annähernde Fisher-Verteilung), für einen kleineren Teil um $D = 340^\circ$, $I = 31^\circ$ mit $\alpha_{95} = 7,9^\circ$, $k = 28,6$. Die Proben aus Ha 7 und 8 zeigen alle die NE-Orientierung der Richtungen größter Suszeptibilität.

b) Anisotropie-Form

Ein Maß für die Gestalt des Anisotropie-Ellipsoides ist der q-Faktor (siehe Kap. 3.2).

Im Mittel beträgt der q-Wert 0,80. Das heißt auch aus dem Formfaktor der einzelnen Proben ergibt sich eine deutliche Ausprägung einer Richtung kleinster Suszeptibilität. Vergleicht man die q-Faktoren in Abhängigkeit von der Orientierung der $\chi_{\max}$ -Richtung, so zeigt sich, daß die Proben mit NE-Orientierung einen geringeren q-Faktor von 0,67 besitzen, das heißt das Anisotropie-Ellipsoid ist eher diskusförmig, als für die Proben mit NW-Orientierung, deren mittlerer q-Faktor gleich 0,9 ist.

Der Grad h der Anisotropie ($h = (\chi_{\max} - \chi_{\min} / \bar{\chi}) \times 100$) beträgt im Mittel über alle Proben 5,0 %. Dabei zeigt sich auch wieder ein Unterschied in Abhängigkeit der Orientierung der $\chi_{\max}$ -Richtung. Für die Proben mit NE-Orientierung ist $h = 5,2$ %, für die anderen gleich 4,2 %. Außerdem zeigen die Proben aus Ha 7 und Ha 8 einen für das restliche Vorkommen ungewöhnlich starken Anisotropie-Grad

von 12,4%, wobei Ha 7 sogar einen Anisotropie-Grad von 15,6 % hat.

Insgesamt läßt sich das Anisotropie-Ellipsoid als ein etwas abgeflachtes Ellipsoid charakterisieren mit einem Verhältnis der Hauptachsen wie 102:100:97. Die Ebene leichter Magnetisierbarkeit fällt mit etwa 30 - 40° nach Norden ein.

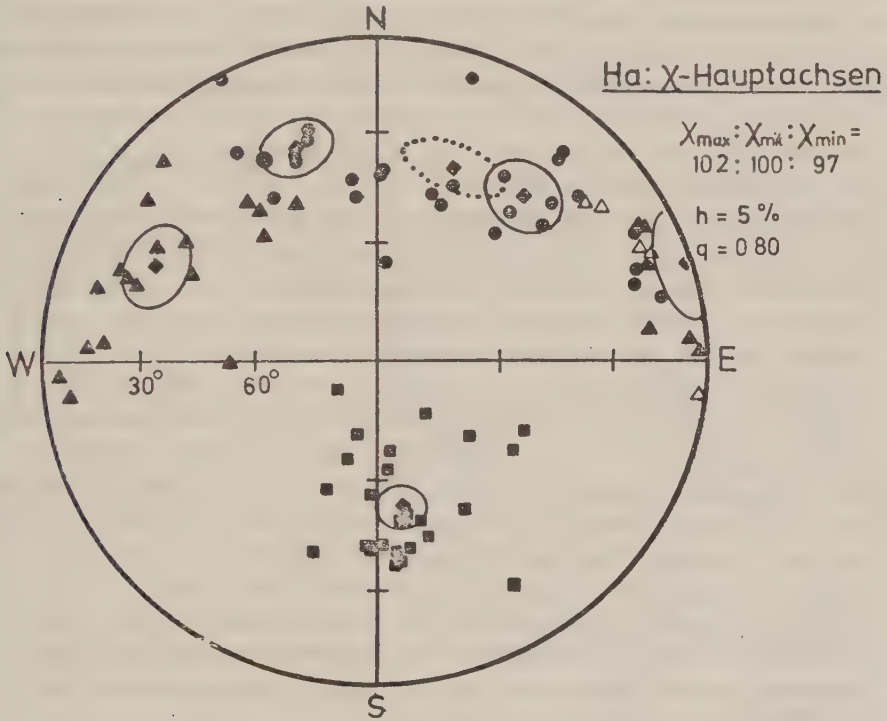


Abb.6.9: Richtungsverteilung der Hauptachsen größter (●), mittlerer (Δ) und kleinster (□) Suszeptibilität der Diabasproben von Hallerstein. Die Richtungen größter und mittlerer Suszeptibilität verteilen sich längs eines Großkreises, d.h. in einer Ebene leichter Magnetisierbarkeit gegenüber einer ausgeprägten Richtung kleinster Suszeptibilität. Innerhalb der Ebene leichter Magnetisierbarkeit lassen sich zwei Häufungsmaxima größter Suszeptibilität erkennen. Gepunktet α_{95} -Ellipse für alle Richtungen größter Suszeptibilität.

Anisotropie-Grad $h = (\chi_{\max} - \chi_{\min} / \bar{\chi}) \times 100$,

Formfaktor $q = 2(\chi_{\max} - \chi_{\text{mit}}) / (\chi_{\max} - \chi_{\min})$

(Offene und geschlossene Symbole wie in Abb.6.3 zu verstehen)

6.4.3 Zusammenhang zwischen Anisotropie und NRM

Es fällt auf, daß die Richtung der NRM der Proben Ha 3-6 mit $D = 59^\circ$, $I = 34^\circ$ nur um etwa 20° von der Richtung größter Suszeptibilität $D = 41^\circ$, $I = 33^\circ$ des größeren Teils der Proben abweicht. Zwei Ursachen wären denkbar.

a) Die vom Gestein erworbene Remanenz beeinflußt die Richtungsabhängigkeit der Suszeptibilität. Unter dem Einfluß des magnetisierenden Feldes werden in Mehrbereichs-Teilchen Bereichsstrukturen geschaffen, die z.T. irreversibel sind (Entstehung der remanenten Magnetisierung) und daher eine Anisotropie der Suszeptibilität erzeugen können.

Vergleicht man von Probe zu Probe die Richtung der NRM mit der der $\chi_{\max}$ -Richtung, so läßt sich auf das gesamte Vorkommen bezogen kein systematischer Zusammenhang erkennen. Dies geht auch schon daraus hervor, daß die NRM-Richtungen eng gruppiert sind, während die $\chi_{\max}$ -Richtungen breit gestreut sind.

Weiter wurde die Deklination und Inklinaton der NRM- und der leichten Richtungen von Proben eines Kernes miteinander verglichen. Es zeigt sich, daß für etwa $3/4$ aller Kerne die Deklinationen der $\chi_{\max}$ -Richtungen innerhalb eines Kernes im selben Richtungsinn voneinander abweichen, wie die Deklination der NRM-Richtungen und auch die Größe der Abweichung im Mittel mit $13,5 \pm 6^\circ$ für die $\chi_{\max}$ -Richtung und $14,5 \pm 7^\circ$ für die NRM gleich ist.

Bei den Proben eines Kernes kann man Abweichungen der Richtung von Probe zu Probe auf Grund von fehlerhafter Orientierung ausschließen. Es muß daher eine gewisse Beziehung der NRM mit der Orientierung der Hauptachsen bestehen.

Zur genauen Abschätzung dieses Einflusses wurde die Anisotropie einiger Proben in Abhängigkeit vom (Ent-)Magnetisierungs-Zustand gemessen: Zunächst die Proben mit ihrer natürlichen Magnetisierung, dieselben Proben mit 150 Oe entmagnetisiert und anschließend mit einer in x- und dann in z-Richtung erzeugten IRM (14 kOe). Die untenstehende Tabelle und Abb. 6.10 zeigt die Anisotropie-Parameter in Abhängigkeit des jeweiligen Magnetisierungs-Zustands.

Aus der Zeichnung geht hervor, daß im entmagnetisierten Zustand die $\chi_{\max}$ -Richtungen stärker einfallen, die $\chi_{\min}$ -Richtungen

flacher. Außerdem drehen sich die $\chi_{\max}$ -Richtungen (bis auf 5.1) um etwa 10° nach Norden. Bei den $\chi_{\min}$ -Richtungen fällt auch eine engere Konzentration ($\alpha_{95} = 7,3^\circ$) nach dem Entmagnetisieren auf ($\alpha_{95} = 18^\circ$, vor dem Entmagnetisieren).

Im Zustand der Sättigungsremanenz ändert sich die Lage der Hauptachsen nur wenig, vor allem für die Probe 7.6 mit ihrer starken Anisotropie von 17 % . Für die Probe 5.1.1 mit einer schwachen Anisotropie von 3,2 % ändert sich die $\chi_{\min}$ -Richtung gegenüber dem entmagnetisierten Zustand um etwa 30° . Für diese Probe scheint

Magn.Zust.	Ha 5 (n=3)		Ha 5.1.1		Ha 7.6	
Remanenz	Int. (χ)	D/I	Int. (χ)	D/I	Int. (χ)	D/I
NRM	150	70/36	128	48/39	33	261/52
150 Oe ~	13	219/43	15	212/53	8	200/43
14 kOe, x			30000	1/ 3	21000	5/ 9
14 kOe, z			29000	12/90	19000	-5/81
Anisotr.-Ellipsoid	$\chi_{\max}$	$\chi_{\min}$	$\chi_{\max}$	$\chi_{\min}$	$\chi_{\max}$	$\chi_{\min}$
	Richtung		Richtung		Richtung	
NRM	21/39	176/45	68/21	173/40	32/21	176/63
150 Oe ~	14/49	173/40	70/10	169/38	25/41	168/40
14 kOe, x			84/10	178/22	15/39	163/46
14 kOe, z			81/ 9	176/53	21/32	163/51
	Susz.	h q	Susz.	h q	Susz.	h q
NRM	44	4,2 0,53	46	3,2 0,63	31	17,0 0,83
150 Oe ~	39	3,8 0,48	38	2,8 0,50	32	16,0 0,15
14 kOe, x			52	4,6 0,47	33	18,6 0,41
14 kOe, z			54	3,8 0,55	33	18,6 0,46

Tab.6.1: Abhängigkeit der Anisotropie-Parameter vom Magnetisierungs-Zustand der Proben. NRM: natürlicher Zustand der Proben. 150 Oe: Nach Wechselfeld-Entmagnetisierung mit 150 Oe. 14 kOe, x bzw. 14 kOe, z: in x- bzw. z-Richtung mit einem Gleichfeld von 14 kOe magnetisiert.

die Richtung der Sättigungsremanenz eine Richtung geringer Suszeptibilität zu sein.

Suszeptibilität χ , Anisotropie-Grad h und Formfaktor q nehmen (im Mittel um etwa 10 %) im entmagnetisierten Zustand ab, im Zustand der Sättigungsremanenz wieder zu, vor allem h .

Deutung: Durch das die natürliche Remanenz erzeugende Feld wurde eine z.T. irreversible Bereichs-Struktur in den Mehrbereichsteilchen geschaffen, die, abgesehen von der Formanisotropie, die NRM-Richtung zu einer ausgezeichneten Richtung der Suszeptibilität machte. Die Anisotropie der Proben mit NRM entsteht durch eine Überlagerung der durch Kornorientierung erzeugten Anisotropie und der durch das magnetisierende Feld geschaffenen Vorzugsrichtung. Die $\chi_{\max}$ -Richtungen werden im magnetisierten Zustand etwas in Richtung der NRM ($59^\circ/34^\circ$) gedreht, was nach Entmagnetisierung

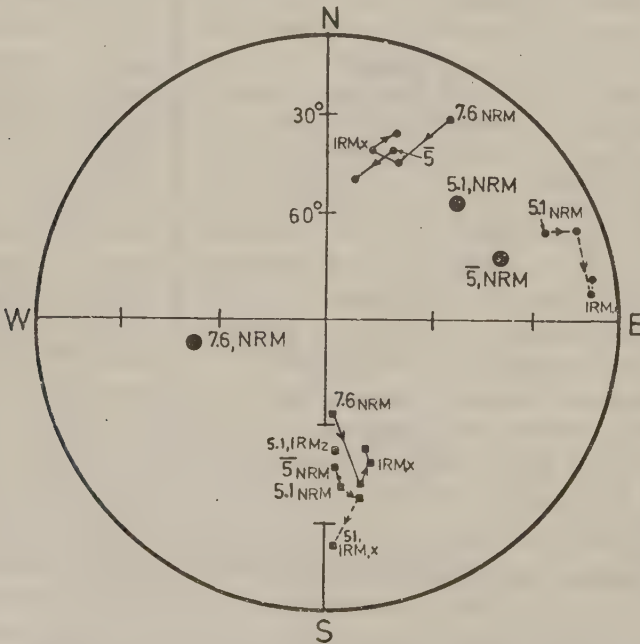


Abb.6.10: Änderung der Hauptachsen-Richtungen größter (●) und kleinster (□) Suszeptibilität mit dem Magnetisierungs-Zustand in der Reihenfolge, wie in Tab.6.1 angegeben.

sierung erkennbar wird. Wenn NRM-Richtung und die wahre Vorzugs-Richtung benachbart sind, wie bei diesen Proben, erhöht sich im magnetisierten Zustand die Suszeptibilität in der Vorzugs-Richtung, damit auch die mittlere Suszeptibilität, der Anisotropie-Grad, sowie der q-Faktor.

Die künstlich erzeugte IRM verursacht ähnliche Änderungen der Suszeptibilitäts-Anisotropie, wie die NRM. Erstaunlich sind die im Vergleich zur NRM nur geringfügig stärkeren Effekte bei einem magnetisierenden Feld von 14 kOe. Es ist anzunehmen, daß nach Abschalten des Feldes die Wände in den Mehrbereichs-Teilchen (Träger der Suszeptibilität) auf Grund der Formanisotropie der Körner im Mittel ähnlich ausgerichtet sind, wie vor Einschalten des Feldes, während die eigentliche Remanenz in den Einbereichs-Teilchen sitzt.

Bei der Probe 5.1.1 sind möglicherweise auch Einbereichs-Teilchen stärker an der Ausbildung der Anisotropie der Suszeptibilität beteiligt, so daß die Richtung der remanenten Magnetisierung eine Richtung geringerer Suszeptibilität wird (siehe 3.4.2).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Einfluß der NRM auf die Anisotropie der Suszeptibilität zwar existiert, aber doch gering ist. Nach dem Entmagnetisieren ist die Richtung schwerer Magnetisierbarkeit um 10° flacher und die Richtung leichter Magnetisierbarkeit dreht sich um etwa 5° nach Norden.

b) Wie die Richtung der Hauptachsen durch die NRM, so kann auch die Richtung der NRM durch die Anisotropie des Gesteins von der Feldrichtung in Richtung leichter Magnetisierbarkeit abgelenkt werden.

Berechnet man mit dem Anisotropie-Tensor der Suszeptibilität diese Abweichung der Richtung, so ergibt sich mit dem Anisotropie-Grad von 5 % nur eine Winkeldifferenz von $1,5^{\circ}$.

Nun ist allerdings die Annahme, daß die Bildung einer remanenten Magnetisierung vom selben Anisotropie-Ellipsoid beeinflusst wird, wie die induzierte Magnetisierung ohne nähere Untersuchungen nicht gerechtfertigt.

Dies ist gerade eine der Fragen, die im weiteren beantwortet werden sollte.

6.5 Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung

6.5.1 Möglichkeiten eine künstliche Remanenz zu erzeugen

Mißt man die Anisotropie der Suszeptibilität, so ist zu fragen, wieweit diese für den gesamten ferrimagnetischen Erzbestand des Gesteins repräsentativ ist. Bei der Bestimmung der Suszeptibilität werden nur Erzkörner geringer Koerzitivkräfte mobilisiert. Auch kann bei der Existenz mehrerer Erzphasen unterschiedlicher Suszeptibilität die Anisotropie einer Phase (z.B. Magnetit bei gleichzeitigem Vorhandensein von Hämatit) überrepräsentiert sein.

Daher soll auch die Richtungsabhängigkeit beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung untersucht werden. Dabei lassen sich durch die Wahl der Bildungsbedingungen gezielt Erzkörner mit bestimmten Koerzitivkräften, bzw. Blockungstemperaturen magnetisieren und damit die Anisotropie bestimmter Erzphasen und/oder Erzkörner bestimmen.

Zur Erzeugung künstlicher Remanenzen gibt es im wesentlichen drei Möglichkeiten:

- a) Durch ein Gleichfeld größerer Intensität (>50 Oe) bei konstanter Temperatur: isothermale remanente Magnetisierung (IRM).
- b) Durch Abkühlen der Probe von einer Temperatur oberhalb des Curiepunktes auf Zimmertemperatur in einem Gleichfeld geringer Intensität (~ 1 Oe): thermoremanente Magnetisierung (TRM).
- c) Durch ein in einem Gleichfeld geringer Intensität überlagertes Wechselfeld mit stetig bis auf Null abnehmender Amplitude: anhysteretische remanente Magnetisierung (ARM).

Darüberhinaus ließe sich auch durch Druckerzeugung eine piezoremanente Magnetisierung (PRM) erzeugen. Doch ist diese für die natürlich vorkommenden Magnetisierungen meist nicht relevant.

Dagegen ist die Erzeugung einer chemischen remanenten Magnetisierung (CRM), mit der bei vielen metamorphen Gesteinen zu rechnen ist, schwer reproduzierbar.

Die Bildung einer ausreichend starken viskosen remanenten Magnetisierung (VRM), die auch unter natürlichen Bedingungen wichtig ist, erfordert je nach Material Zeiträume von mehreren Tagen bis Wochen.

Da die natürliche Remanenz in vielen Fällen eine TRM ist, wäre es wünschenswert, auch die Anisotropie einer künstlich erzeugten TRM zu bestimmen. Dabei besteht das Problem, daß sich das Erz der Probe beim Aufheizen auf Temperaturen bis zum Curiepunkt (z.B. 580° C für Magnetit) chemisch verändert (Oxydation, Migration), das Erz also nicht mehr in der ursprünglichen Zusammensetzung vorliegt.

Bei der Bestimmung der Anisotropie muß die Probe mindestens dreimal aufgeheizt werden. Die zweite Möglichkeit, die Erzeugung der Magnetisierung in verschiedenen Richtungen auf verschiedene Proben zu verteilen, setzt voraus, daß sich diese Proben beim Aufheizen gleich verhalten, was wiederum nur durch einen zweiten Kontrollversuch ermittelt werden könnte. Abgesehen davon müssen alle Proben gleiche Anisotropie besitzen.

Es wurde daher zunächst nach dem einfachsten Verfahren, nämlich dem der Magnetisierung durch ein starkes Gleichfeld, die Anisotropie der Magnetisierbarkeit untersucht.

6.5.2 Isothermale remanente Magnetisierung (IRM)

Die isothermale remanente Magnetisierung ist nicht linear vom magnetisierenden Feld abhängig. Vielmehr gilt nach dem Rayleigh-Gesetz für nicht zu große Feldstärken eine quadratische Abhängigkeit:

$$J_{rj} = a \cdot H_j^2 \quad (6.1)$$

a ist die Rayleigh-Konstante.

Auf Grund der Tensortheorie (Kap. 3.3) läßt sich in diesem Falle die Richtungsabhängigkeit nicht mehr durch einen konstanten Tensor zweiter Stufe darstellen.

Rein formal ließe sich auch diese Abhängigkeit in Tensorschreibweise darstellen:

$$\vec{J}_r = H^2 \cdot A_{ij} \cdot \vec{i}$$

$\vec{i}$ ist der Einheitsvektor.

Messungen der Anisotropie der IRM an Schiefern und Gneisen (Daly und Zinsser, 1973) ließen sich auch mit dieser Darstellung beschreiben. Die nach dieser Formel berechneten Hauptachsen stimmten innerhalb des Fehlerbereiches mit den Hauptachsen der Suszeptibilität überein ($\Delta\alpha < 7^\circ$).

Die Frage war, ob sich im Realfall die Richtungsabhängigkeit der IRM der Ha-Proben doch durch solch einen Tensor darstellen ließe. Zunächst soll zur Abschätzung die Magnetisierung eines Korns mit Formanisotropie berechnet werden. Es gilt in Richtung einer Hauptachse i

$$J_i = a \cdot (H_a - N_i \cdot J_i)^2 \quad (6.2)$$

H_a ist das äußere Feld,

$N_i \cdot J_i$ das entmagnetisierende Feld im Innern des Korns.

Obige quadratische Gleichung hat die Lösung:

$$J_i = 1 + 2aH_aN_i - \sqrt{1 + 4aH_aN_i} / 2aN_i^2 \quad (6.3)$$

Bildet man das Verhältnis der remanenten Magnetisierung in der Richtung leichter (l) und schwerer (s) Magnetisierbarkeit mit N_l N_s , so ergibt sich mit zunehmendem äußeren Feld H_a eine Zunahme des Verhältnisses J_l/J_s .

Zum Beispiel errechnet sich für ein a-Wert von $1 \cdot 10^{-4}$, $N_l = 1,5$ und $N_s = 4$ für

$$H = 50 \text{ Oe} : J_l/J_s = 1,02 \quad h = 2,0 \%$$

$$H = 100 \text{ Oe} : J_l/J_s = 1,047 \quad h = 4,7 \%$$

d.h. bei doppelter Feldstärke verdoppelt sich auch die Anisotropie. Dieser Effekt verringert sich mit wachsendem a.

Zur Berechnung der Tensorkomponenten wurden die Proben durch ein konstantes Feld in Richtung der drei Koordinatenachsen magnetisiert, wobei vor jedem Magnetisierungs-Prozeß die Probe in allen Richtungen mit Hilfe eines Taumlers durch ein Wechselfeld mit etwa der doppelten Spitzen-Amplitude wie der des Gleichfeldes entmagnetisiert wurde. Nach Abschalten des Gleichfeldes wurden die Magne-

tisierungskomponenten in allen drei Koordinatenachsen gemessen, d.h. auch senkrecht zum angelegten Feld.

Die Tensor-Komponenten lassen sich auch gewinnen, indem man jeweils nur die Komponenten in Feld- (= Koordinaten) Richtung mißt. Dann muß die Probe noch in drei weiteren Richtungen magnetisiert werden. Dazu wurden als Richtungen die drei Flächendiagonalen (xy, xz, yz) des dem Koordinatensystem entsprechenden Würfel gewählt.

Läßt sich die Anisotropie durch einen symmetrischen konstanten Tensor darstellen, so müssen die nach dem ersten und zweiten Verfahren berechneten Tensor-Komponenten übereinstimmen und die symmetrischen Komponenten für jedes Verfahren allein gleich sein. Andernfalls ist die Diagonalisierung des Tensors ohne physikalische Bedeutung, da dieser und somit die Richtung der Hauptachsen von der Wahl des Koordinatensystems abhängen.

Im folgenden sind für zwei Proben, Ha 5.3.2 und Ha 7.6, mit unterschiedlicher Anisotropie der Suszeptibilität von 1,7 % bzw. 8,8 % im Vergleich die Werte nach beiden Verfahren für mehrere Feldstärken zusammengestellt (Tab.6.2a).

Für alle Feldstärken sind bei beiden Proben die nach Methode b) ermittelten Werte der symmetrischen Komponenten stets größer (etwa um den Faktor 2), als die Werte nach Methode a). Dieses Ergebnis läßt sich auf Grund der quadratischen Abhängigkeit der Magnetisierung von der Feldstärke erklären:

In einer beliebigen Richtung α ist die Magnetisierungskomponente $J_{i\alpha}$ der in Richtung einer Hauptachse (i) durch das Feld H_i erzeugten Magnetisierung J_i ($i = 1, 2, 3$) stets größer, als die durch die Komponente H_α des Feldes H_i in α erzeugte Magnetisierung J_α :

$$J_\alpha (H \cdot \cos \alpha) < J_{i\alpha} (H) \cdot \cos \alpha$$

Die nach Methode a) gemessene Komponente J_{xy} zum Beispiel läßt sich unter Annahme eines Rotations-Ellipsoids darstellen als:

$$J_{xy} = J_1 (H \cdot \cos \alpha) \cdot \sin \alpha - J_m (H \cdot \sin \alpha) \cdot \cos \alpha \quad (6.4)$$

H(Oe)	Methode	Tensorkomponenten (10^{-5} G)						Hauptachsen: J _{max} J _{min} (D/I) (D/I)		h(%)
		A _{xx}	A _{yy}	A _{zz}	A _{xy}	A _{xz}	A _{yz}			
5.3.2		Suszeptibilität:						50/35	183/42	5,0
20 Oe	a)	41,5	51,0	49,7	3,9	5,4	7,6	64/41	178/25	45,3
	b)	±6 %	±10%	±13%	12,7	5,1	-2,5	54/ 5	146/17	60,9
	Δ				53%	28%	62%			
50 Oe	a)	346	360	314	6,2	3,3	10,6	70/12	254/77	15,7
	b)	±3%	±2%	±2%	29,0	33,7	22,4	48/24	188/59	31,8
	Δ				65%	82%	36%			
14 kOe		Sättigungsremanenz:						55/27	196/57	5,3
7.6		Suszeptibilität:						34/32	163/48	16,2
10 Oe	a)	10,4	10,7	9,0	1,3	1,6	-0,3	39/18	151/49	46,0
	b)	±6%	±11%	±8%	6,7	3,3	-1,5	43/ 9	138/27	153
	Δ				68%	35%	54%			
100 Oe	a)	1152	1242	1081	139	181	-106	47/10	146/43	42,3
	b)	±3%	±2%	±4%	236	318	-69	35/27	150/39	69,5
	Δ				25%	28%	22%			
200 Oe	a)	4438	4970	4163	416	870	-343	39/23	155/46	44,2
	b)	±1,5%	±0,2%	±1,7%	662	1230	-195	34/30	157/44	63,0
	Δ				23%	17%	27%			
14 kOe		Sättigungsremanenz:						27/33	155/43	38,0

Tab.6.2: Vergleich der Komponenten des Anisotropie-Tensors der isothermalen remanenten Magnetisierung (IRM) für zwei Meßmethoden:
a) Magnetfeld jeweils parallel zu einer Koordinatenachse (xx, yy, zz)
b) zusätzlich zu a) parallel zu den Flächendiagonalen (xy, xz, yz) angelegt. Bei a) werden jeweils alle drei Komponenten des Magnetisierungs-Vektors gemessen, bei b) nur die Komponenten in Feldrichtung. Daneben stehen die sich nach a) und b) ergebenden Hauptachsen-Richtungen größter (J_{max}) und kleinster (J_{min}) Magnetisierung sowie der Anisotropie-Grad $h = (J_{\max} - J_{\min})/J \cdot 100$. Die Anisotropie der Sättigungsremanenz, erzeugt mit 14 kOe, wurde nach Methode a) gemessen.

Nach Verfahren b) erhält man dagegen:

$$J_{xy}^* = \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} J_1(H) - \frac{\cos^2 \alpha}{\sin \alpha} J_1(H \cdot \cos \alpha) - \cos \alpha J_m(H \cdot \sin \alpha) \quad (6.5)$$

daraus folgt:

$$\begin{aligned} (J_{xy}^* - J_{xy}) \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} &= J_1(H) - \cos^2 \alpha J_1(H \cdot \cos \alpha) \\ &\quad - \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} J_1(H \cdot \cos \alpha) \\ &> J_1(H) - (\cos^2 \alpha J_1(H) + \sin^2 \alpha J_1(H)) = 0 \end{aligned} \quad (6.6)$$

Die Differenz $J_{xy}^* - J_{xy}$ ist eine Funktion des Winkels zwischen der Richtung leichter Magnetisierbarkeit und einer Koordinatenachse.

Auf Grund der größeren Komponenten A_{ij} ($i \neq j$) nach Verfahren b) ergibt sich auch ein stärkerer Anisotropie-Grad h als nach Verfahren a). Dies stimmt mit den Ergebnissen von Coe (1966) überein, der künstliche Magnetit-haltige Proben mit einer Anisotropie der Form untersucht hatte.

Berechnet man trotz der Nichtlinearität der IRM aus dem jeweiligen Tensor die Hauptrichtungen, so stimmen diese ungefähr mit den entsprechenden Richtungen der Suszeptibilität überein (Tab. 6.2). Der Anisotropie-Grad der IRM ist dagegen bis zu zehnmal stärker. Entsprechend dem unterschiedlichen Anisotropie-Grad der Suszeptibilität beider Proben unterscheidet sich auch der Anisotropie-Grad der IRM. Er ist für H_a 7.6 etwa doppelt so stark wie für H_a 5.3.2.

Die so ermittelte Anisotropie der IRM gibt ein ungefähres Bild der Richtungs-Abhängigkeit der remanenten Magnetisierung. Da die Anisotropie der IRM aber von der Feldstärke abhängt, besteht keine eindeutige Beziehung zwischen der Einregelung der Erzkörner mit bestimmten Koerzitivkräften und der Anisotropie der IRM, erzeugt durch entsprechend hohe Felder, vorallem was den Grad der Anisotropie betrifft.

6.5.3 Anisotropie der Sättigungsremanenz

Für den Fall genügend großer Feldstärken ist das innere entmagnetisierende Feld gegenüber dem äußeren Feld zu vernachlässigen. Im äußeren Feld verschwindet daher die Formanisotropie. Sämtliche Körner werden zu einheitlich magnetisierten Einbereichs-Teilchen. Die induzierte Magnetisierung ist nicht mehr von der Feldstärke abhängig. Nach Abschalten des Feldes wird die verbleibende remanente Magnetisierung nur durch die Anisotropie-Felder bestimmt. Bei entsprechender Form- oder Kristall-Anisotropie läßt sich daher die Anisotropie durch einen Tensor darstellen.

In Tab. 6.2 sind für beide Proben noch die Ergebnisse für die Sättigungs-Remanenz eingetragen. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Hauptachsen der Suszeptibilität ($< 10^\circ$). Der Grad der Anisotropie bestätigt die schon für die IRM-Messungen erkennbare Tendenz: für Ha 5.3.2 Abnahme des Anisotropie-Grads mit zunehmender Feldstärke, Konstanz für die Probe 7.6.

Da die Sättigungs-Remanenz zum großen Teil von Einbereichs-Teilchen getragen wird, folgt, daß die Einbereichs-Teilchen ähnlich orientiert sind, wie die Mehrbereichs-Teilchen. Ob sie weniger stark eingeregelt sind, wird in 6.5.5.3 diskutiert.

6.5.4 Anisotropie der thermoremanenten Magnetisierung

Es wurden zwei Verfahren angewandt. Bei dem ersteren wurden die Proben bei unterschiedlicher Orientierung zum Feld dreimal hintereinander auf die gleiche Temperatur aufgeheizt, in einem letzten Versuch ein viertes Mal auf die gleiche Temperatur aufgeheizt und eine TRM analog dem ersten Versuch erzeugt, um zu kontrollieren, ob und wie stark sich die Proben durch die Aufheizversuche verändert hatten. Zusätzlich wurde während aller vier Versuche eine stets gleich orientierte Probe mit aufgeheizt. Ihre jeweils erzeugte Remanenz sollte als Korrekturmaß für die anderen Proben dienen. Unter der Annahme gleichartiger Veränderungen aller Proben durch das Aufheizen, was durch einen Vergleich der im letzten Versuch erzeugten Remanenz aller Proben verifiziert werden sollte,

kann mit Hilfe der Kontrollprobe auch der Einfluß verschieden hoher Endtemperatur eliminiert werden. Die Endtemperatur konnte bei dem verwendeten Ofen ohne automatische Temperatursteuering bis auf $\pm 5^\circ$ reproduziert werden. Um die Aufheizzeit zu verkürzen, wurde zunächst ein stärkerer Heizstrom eingestellt, als zum Erreichen der Endtemperatur nötig war. Erst kurz vor Erreichen dieser Temperatur wurde der Sollstrom eingestellt. Ein weiteres Problem war die bei der ersten Version des Ofens nur ungenügende Kompensation des Erdfeldes auf $\pm 200 \times 10^{-5}$ Gauss. Erst für spätere Versuche mit Proben anderer Vorkommen stand eine μ -Metall-Abschirmung zur Verfügung. Eine mangelnde Feld-Kompensation wirkt sich vor allem auf die zum magnetisierenden Feld senkrecht stehenden Komponenten des Magnetisierungs-Vektors aus, die zur Bestimmung der symmetrischen Komponenten des Tensors dienen.

Das Verfahren des mehrmaligen Aufheizens derselben Proben wurde nur für eine Endtemperatur unter 400°C angewandt. Bei den Proben, die auf etwa Curie-Temperatur aufgeheizt werden sollten, wurden aus einem Kern drei Proben in einem Aufheiz-Versuch senkrecht zueinander im Ofenraum orientiert. In einem zweiten Kontrollversuch wurden alle Proben gleich orientiert und noch einmal auf die Temperatur aufgeheizt, um festzustellen, wieweit Unterschiede in der TRM auf unterschiedliche Erwerbsfähigkeit von Probe zu Probe zurückzuführen waren.

Wie schon aus den immer notwendigen Kontrollversuchen hervorgeht, war die Bestimmung der Anisotropie mit Fehlern behaftet, die dadurch entstanden, daß entweder die Erzminerale oder die äußeren Bedingungen nicht unverändert blieben. Die untenstehende Tabelle zeigt als Beispiel die Veränderung der Komponenten der Kontrollprobe nach dem ersten Verfahren in den vier aufeinanderfolgenden Aufheizversuchen, bezogen auf die im ersten Versuch erzeugte partielle TRM (pTRM). Feld H: 1 Oe, Aufheiztemperatur T: 320°C .

xx:	100	70	68	61	} auf xx normiert
xz:	-0,46	2,94	7,19	3,12	
yz:	-0,40	-2,35	-2,48	-0,53	

Trotz der relativ geringen Aufheiztemperatur nimmt, vor allem nach dem ersten Versuch, die Intensität stark ab. Die Komponenten senkrecht zur Feldrichtung streuen stark. Die Abnahme der Intensität zwischen erstem und viertem Versuch ist für alle Proben von etwa gleicher Größe und variiert von Probe zu Probe um etwa 4 %. Daher kann die Intensität der Kontrollprobe als Normierungsfaktor verwendet werden, zumal die Änderung der Intensität auf Grund der Anisotropie etwa gleich 20 % ist. Allerdings bleibt die Frage, wie weit die durch das Aufheizen sich umwandelnden Erzkörner auch ihre Anisotropie-Eigenschaft ändern.

Obwohl die Bestimmung des Anisotropie-Tensors der TRM problematisch ist, ist für $T = 320^{\circ} \text{ C}$ (Abb. 6.12 a) die Orientierung der Hauptachsen relativ einheitlich. Ein Vergleich mit den Hauptachsen der Suszeptibilität zeigt, daß trotz großer Streuung der Einzelproben die mittleren Richtungen nicht allzu sehr voneinander abweichen (um 5° für die Richtung leichter Magnetisierbarkeit, um 8° für die Richtung schwerer Magnetisierbarkeit). Ein direkter Vergleich zwischen der Anisotropie der Suszeptibilität und der $p\text{TRM}$ für die einzelnen Proben war nicht möglich, da für die Messung der Suszeptibilität zylindrische Proben verwendet wurden, für die der Anisotropie-Tensor nur aus der Messung von mindestens drei Proben bestimmt werden konnte.

Auffallend ist der Unterschied im Grad der Anisotropie von im Mittel 19,4 % für die $p\text{TRM}$ gegenüber 2,7 % für die Suszeptibilität. Die Form des Anisotropie-Ellipsoids der $p\text{TRM}$ ist etwa gleich der des Suszeptibilitäts-Ellipsoids ($q_{p\text{TRM}} = 0,98$, $q_{\text{Sus.}} = 0,74$).

In einer weiteren Versuchsreihe wurden Proben aus demselben Handstück Ha 4 auf eine Temperatur von 570° C aufgeheizt. Dies war bei dem zur Verfügung stehenden Ofen die höchstmögliche Temperatur. Die Frage war, ob sich die Anisotropie der Erzkörner mit niedrigen Blockungs-Temperaturen von der Anisotropie der Erzkörner mit den hohen Blockungs-Temperaturen unterscheidet. In diesem Falle wurde das Meßverfahren 2 angewandt. Dabei wurden Unterschiede der Intensität zwischen den Proben eines Kernes gemessen, die nicht mit der Anisotropie allein erklärt werden konnten. Da eine Beziehung zur

Sättigungs-Remanenz (im Gleichfeld) nicht immer gegeben war und auch der zweite Kontrollversuch zu unterschiedliche Intensitäten (bezogen auf den 1. Versuch) lieferte, konnte die TRM der einzelnen Proben nur ungefähr normiert werden. Es zeigte sich, daß bei diesen hohen Aufheiztemperaturen die zur Bestimmung der Anisotropie nötige Reproduzierbarkeit nicht gegeben war. Berechnet man trotzdem die Lage und Form des Anisotropie-Ellipsoids, ergeben sich keine allzu großen Veränderungen gegenüber der pTRM. Möglicherweise ist die Vorzugsebene der Magnetisierung geringer geneigt (steileres Einfallen der Richtung schwerer Magnetisierbarkeit).

In einer weiteren Versuchsreihe wurde in gleicher Weise die TRM-Anisotropie von Proben aus Handstück 7 untersucht, das schon eine sehr hohe Anisotropie der Suszeptibilität besitzt. Auch bei diesen Proben traten dieselben Schwierigkeiten, wie bei den Ha 4-Proben auf. Die Hauptachsen liegen mehr oder weniger in Richtung der Koordinatenachsen. Der Schluß liegt nahe, daß die symmetrischen

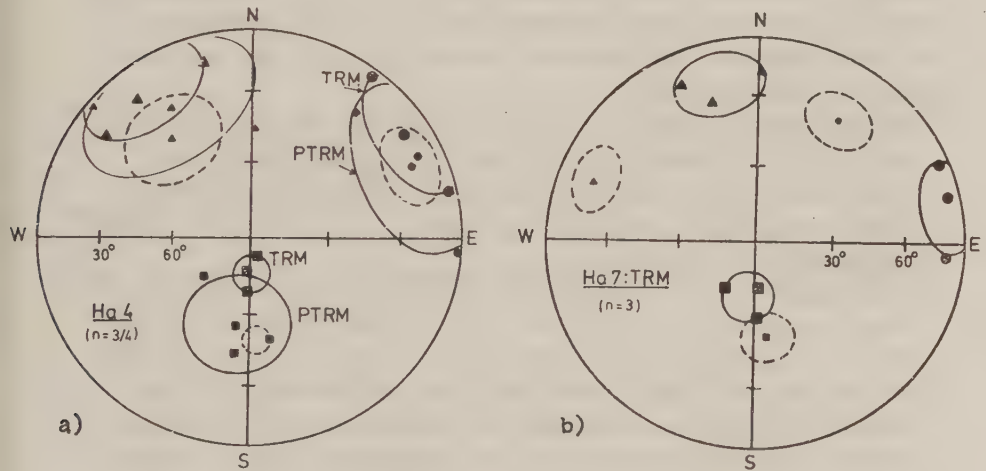


Abb.6.12: Richtungen der Hauptachsen größter (●), mittlerer (▲) und kleinster (■) Magnetisierbarkeit für die thermoremanente Magnetisierung. Zum Vergleich sind die entsprechenden Hauptachsen der Suszeptibilität (α_{95} -Kreise gestrichelt) eingetragen. Feld H: 1 Oe.

a) pTRM: T = 320° C, TRM: T = 570° C b) TRM: T = 530° C

Komponenten des Tensors, die sich aus den Magnetisierungen senkrecht zur Feldrichtung ergeben, auf Grund ungenügender Kompensation von Störfeldern, zu klein ausfallen.

Der Anisotropie-Grad ist groß (42,3 %). Die Zunahme gegenüber den Ha 4-Proben entspricht etwa dem Verhältnis der entsprechenden Suszeptibilitäten von 2,7 % zu 8,0 %.

6.5.5 Anisotropie der anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM)

6.5.5.1 Verfahren zur Bestimmung der Anisotropie

Für die ARM gilt ebenso wie für die TRM der lineare Zusammenhang zwischen der Gleichfeldstärke geringer Intensität (~ 1 Oe) und der erzeugten remanenten Magnetisierung (Stacey 1974). Im Gegensatz zur Temperatur bei der Erzeugung der TRM ist das Wechselfeld bei der Erzeugung der ARM eine gerichtete Größe, die in der Probe eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung schafft, d.h. das Wechselfeld erzeugt eine zusätzliche Anisotropie der Magnetisierbarkeit. Die Bestimmung der probeneigenen Anisotropie der ARM kann auf zweierlei Art geschehen.

- a) Man bestimmt zunächst die allein durch das Wechselfeld induzierte Anisotropie. Dann mißt man die Gesamt-Anisotropie (Wechselfeld-induzierte und probenspezifische) und erhält nach Abzug des Wechselfeld-Einflusses die eigentliche probenspezifische Anisotropie.
- b) Man kann den Einfluß der durch das Wechselfeld erzeugten Anisotropie ausschalten, indem man das Gleichfeld senkrecht zum Wechselfeld anlegt und jeweils nur die Komponenten senkrecht zum Wechselfeld mißt. In dieser Ebene sind bezüglich des Wechselfeldes alle Richtungen gleichberechtigt. Die Magnetisierung parallel zum Gleichfeld, senkrecht zum Wechselfeld ist nicht etwa Null, sondern ungefähr halb so groß, wie wenn Gleich- und Wechselfeld parallel zueinander gerichtet sind.

(Zur Ausschaltung der durch das Wechselfeld induzierten Anisotropie gäbe es auch die Möglichkeit, das Wechselfeld relativ zur Probe "taumeln" zu lassen, d.h. das Wechselfeld nimmt im Mittel über einen genügend kleinen Feldstärke-Bereich relativ zur Probe alle Richtungen ein. Das Gleichfeld bleibt dabei bezüglich der Probe fest. Dieses Verfahren hätte den Bau einer eigenen Apparatur erfordert. Die anderen Verfahren konnten mit der vorhandenen Wechselfeld-Entmagnetisierungs-Apparatur durchgeführt werden).

Ausführung zur Meßmethode a:

Die durch das Wechselfeld H_w induzierte Anisotropie läßt sich dadurch bestimmen, daß man einmal das Wechselfeld parallel zum Gleichfeld H_{gl} anlegt, einmal senkrecht dazu und jeweils die Magnetisierung in Richtung des Gleichfelds mißt. Seien die entsprechenden Proportionalitäts-Faktoren zwischen Feld und Magnetisierung a (H_w parallel H_{gl}) bzw. b (H_w senkrecht H_{gl}), so läßt sich der Einfluß eines Wechselfeldes z.B. in x-Richtung beschreiben durch den Tensor:

$$\begin{pmatrix} a, & 0 & 0 \\ 0 & b, & 0 \\ 0 & 0 & b_x \end{pmatrix} \quad (6.7a)$$

Dieser Tensor ist von der Wahl der Wechselfeld-Richtung abhängig. Mißt man nur die Magnetisierungs-Komponenten parallel und senkrecht zu H_w (H_w stets parallel oder senkrecht H_{gl}), so ist die Linearität zwischen Wechselfeld und Magnetisierung nicht Bedingung. Obiger Tensor ist dann allerdings nur für diesen Meßfall gültig. Wendet man diesen Tensor auf den eigentlichen Anisotropie-Tensor der Probe an, so ergibt sich:

$$\begin{pmatrix} a, & 0 & 0 \\ 0 & b, & 0 \\ 0 & 0 & b_x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{xx} & A_{xy} & A_{xz} \\ A_{yx} & A_{yy} & A_{yz} \\ A_{zx} & A_{zy} & A_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} aA_{xx} & aA_{xy} & aA_{xz} \\ bA_{yx} & bA_{yy} & bA_{yz} \\ bA_{zx} & bA_{zy} & bA_{zz} \end{pmatrix} \quad (6.7b)$$

Legt man z.B. ein Gleichfeld parallel zum Wechselfeld, d.h. in obigem Koordinatensystem in x-Richtung an, so erhält man in Richtung

der drei Koordinatenachsen die Magnetisierungs-Komponenten:

$$\begin{aligned} J_x &= a A_{xx} H \\ J_y &= b A_{yx} H \\ J_z &= b A_{zx} H \end{aligned} \quad (6.7c)$$

Bei Kenntnis von a, b lassen sich die Tensor-Komponenten A_{ix} bestimmen. Analoges gilt für die Bestimmung der übrigen Komponenten, wobei der Wechselfeld-induzierte Tensor stets neu bestimmt werden muß (Verfahren a.1).

Analog wie bei der IRM kann die Tensor-Darstellbarkeit der Anisotropie der ARM dadurch überprüft werden, daß man die ARM auch in Richtung der Flächendiagonalen erzeugt und damit ein zweites Meßverfahren (a.2) zur Bestimmung der symmetrischen Konstanten erhält. Für diesen Fall hat der Tensor der Feld-induzierten Anisotropie für die Ebene, in der die Flächendiagonale liegt, die Form:

$$T = \begin{pmatrix} a \cos^2 \varphi + b \sin^2 \varphi & , & a \cos \varphi \sin \varphi - b \sin \varphi \cos \varphi \\ a \cos \varphi \sin \varphi - b \sin \varphi \cos \varphi & , & a \sin^2 \varphi + b \cos^2 \varphi \end{pmatrix} \quad (6.8a)$$

mit φ , dem Winkel zwischen Feld- und Koordinatenachse, hier 45° .

Mit $\vec{J}' = T' \cdot A \cdot \vec{H}_{gl}$ (H_{gl} parallel H_w):

$$\vec{J}' = \begin{pmatrix} 1/2(a+b) & , & 1/2(a-b) \\ 1/2(a-b) & , & 1/2(a+b) \end{pmatrix} A_{ij} \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} H \\ 1/\sqrt{2} H \end{pmatrix} \quad (6.8b)$$

ergeben sich die Magnetisierungs-Komponenten:

$$\begin{aligned} J'_{ii} &= (1/2(a+b)A_{ii} + a\overline{A_{ij}} + 1/2(a-b)A_{jj}) \cdot 1/\sqrt{2} H \\ J'_{jj} &= (1/2(a+b)A_{jj} + b\overline{A_{ji}} + 1/2(a-b)A_{ii}) \cdot 1/\sqrt{2} H \end{aligned} \quad (6.8c)$$

$a\overline{A_{ij}}$ steht für $1/2(a-b)A_{ij} + 1/2(a+b)A_{ji}$,

$b\overline{A_{ji}}$ für $1/2(a+b)A_{ji} + 1/2(a-b)A_{ij}$.

Die Komponenten A_{ii} bzw. A_{jj} werden durch Verfahren a.1 ermittelt. Mit Ihnen läßt sich dann A_{ij} bzw. A_{ji} nach Verfahren a.2 berechnen und mit den nach dem ersten Verfahren gemessenen Werten vergleichen. In Tabelle 6.4 sind die nach Verfahren a.1, a.2 und b ermittelten Tensor-Komponenten eingetragen. Unter a.1 stehen die Werte, die sich aus der ARM-Erzeugung in Richtung der Koordinatenachsen ergeben, unter a.2 die für die ARM in Richtung der Flächendiagonale sich ergebenden Werte. Die Tabelle zeigt, daß die mit Verfahren a.1 und 2 ermittelten Werte für die **symmetrischen Komponenten** A_{ij} sehr gut übereinstimmen ($\leq 5\%$), dies liegt wegen der geringen Absolutwerte der Größen innerhalb der Grenzen, innerhalb derer die Meßwerte bei mehreren gleichartigen Versuchen reproduzierbar sind. Damit bestätigt sich, daß die so ermittelte probenspezifische Anisotropie nicht von der Wahl der Koordinaten abhängt. Die Symmetrie des Tensors wird durch die Variation der Komponenten A_{ij} ($i \neq j$) ausgedrückt. Die nach Verfahren a.2 ermittelten Werte zeigen eine größere Übereinstimmung, als die nach Verfahren a.1 ermittelten Werte. Dies ist nicht verwunderlich, da im zweiten Verfahren die Absolutwerte der zu messenden Magnetisierungs-Komponenten um den Faktor 10 größer sind.

Die Ergebnisse für die Meßmethode Gleichfeld senkrecht Wechselfeld (b) weichen von den Werten der beiden ersten Verfahren ab, so daß sich für die Hauptachsen Richtungs-Abweichungen von bis zu 20° ergeben, der Anisotropie-Grad für ein Wechselfeld von 50 Oe fast um die Hälfte kleiner ist und auch der q-Faktor erheblich niedriger ist.

Der Unterschied zwischen den beiden Meßverfahren kann auf mehrere Ursachen zurückgeführt werden. Bei der senkrechten Feldzuordnung werden Erzkörner mit geringeren Koerzitivkräften mobilisiert. Außerdem tragen dabei in stärkerem Maße Erzkörner mit 90° -Wänden zur Magnetisierung bei. Diese repräsentieren aber von Natur aus einen niedrigeren Anisotropie-Grad. Bei höheren Wechselfeldstärken in der Nähe der Sättigung werden die Unterschiede geringer, da dann auch die Erzkörner mit 180° -Wänden und Einbereichs-Teilchen in ähnlichem Maße aktiviert werden, wie bei paralleler Feldzuordnung.

Zur Untersuchung der anderen Ha-Proben wurde nur noch Verfahren a.1 bzw. a.2 angewandt. Bei diesen Verfahren ist die Zuordnung

Feld (Oe)	Ver- fahren	Tensorkomponenten					
		A_{xx}	A_{yy}	A_{zz}	A_{xy}	A_{xz}	A_{yz}
6.5	a.1	85,1	122	99,0	$8,2 \pm 1,0$	$20 \pm 9,5$	$11,0 \pm 10$
	a.2				$9,1 \pm 2,9$	$21,5 \pm 2,2$	$11,4 \pm 3,4$
					5 %	4 %	2 %
	b	49,3	57,5	51,7	$0,5 \pm 0,2$	$9,5 \pm 4,1$	$2,2 \pm 1,9$
	a.1		● 67/28	■ 179/35			60 0,92
	a.2		● 65/29	■ 179/36		h/q:	62 0,91
50	b		● 41/42	■ 185/42			38 0,46
	a.1	989	1156	1002	102 ± 18	133 ± 5	$66,0 \pm 15$
	a.2				96 ± 9	149 ± 1	$78,2 \pm 18$
					3 %	6 %	8 %
	b	734	842	692	44 ± 20	123 ± 48	$64,4 \pm 8$
	a.1		● 56/26	■ 171/40			38 1,18
300	a.2		● 56/29	■ 175/42		h/q:	41 1,14
	b		● 55/29	■ 188/51			44 0,58
	a.1	1250	1690	1450	150 ± 53	225 ± 5	1 ± 35
	a.2				142 ± 70	207 ± 65	24 ± 30
					5 %	4 %	100 %
	b	972	1200	1100	80 ± 17	157 ± 40	-10 ± 5
7.8	a.1						
	a.2						
	b						
	a.1		● 66/17	■ 166/30			46 0,60
	a.2		● 67/18	■ 168/29		h/q:	45 0,70
	b		● 56/29	■ 166/32			36 0,38
300	a.1						
	a.2						
	b						
	a.1						
	a.2						
	b						

Tab.6.4: Vergleich der Komponenten des Anisotropie-Tensors der anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM), bestimmt nach drei Meßverfahren zur Kontrolle der Tensor-Darstellbarkeit (Symmetrie des Tensors).

Verfahren a.1 und a.2 : Wechselfeld parallel Gleichfeld.

a.1: Felder jeweils in Richtung der Koordinatenachsen angelegt.

a.2: Zusätzlich zu a.1 Felder in Richtung der Flächendiagonalen angelegt.

Bei a.1 werden alle drei Komponenten des Magnetisierungs-Vektors gemessen, bei a.2 nur die in Feldrichtung.

Die Abweichung der symmetrischen Komponenten A_{ij} ($i \neq j$) für ein Meßverfahren sind in Absolutwerten angegeben, die Abweichung zwischen den a.1- und a.2-Werten in %.

Verfahren b: Wechselfeld senkrecht Gleichfeld, Meßmethode wie a.2.

Die jeweiligen Richtungen größter (●) und kleinster (■) Magnetisierbarkeit, sowie Anisotropie-Grad h und Formfaktor q (siehe Kap.3.2) sind in der Reihe unterhalb der Tensor-Komponenten eingetragen.

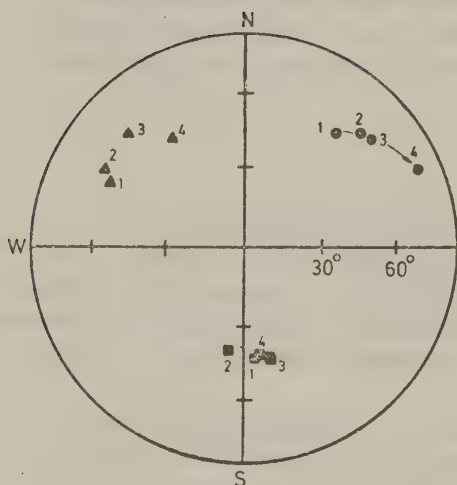
von Wechselfeldstärke zum Koerzitivkraftspektrum eindeutig, da der Bereich der Wechselfeldstärke auch den Koerzitivkraft-Bereich der Erzkörner angibt, die zur remanenten Magnetisierung beitragen.

6.5.5.2 Meßergebnisse

Die Frage ist, wie sich die Anisotropie in Abhängigkeit vom Koerzitivkraft-Bereich ändert. Abb. 6.13a zeigt im Mittel über 3 Proben aus Ha 3-6 die Richtung der Hauptachsen (im oberen Schmidtschen Netz), sowie Grad h und Form q des Anisotropie-Ellipsoids (im unteren Diagramm) in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke, Abb. 6.13b das gleiche für eine Probe aus Ha 7.

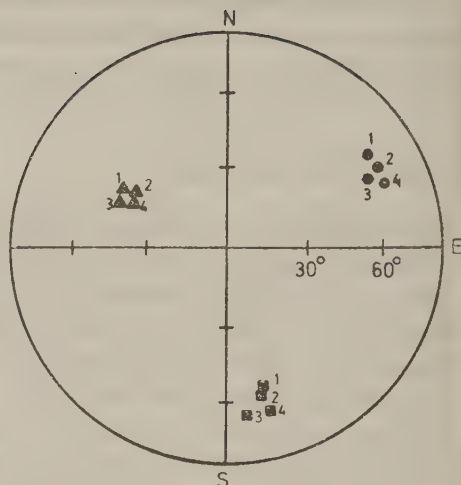
Bei den Proben aus Ha 3-6 dreht sich die Richtung leichter und mittlerer Magnetisierbarkeit mit zunehmender Feldstärke im Uhrzeigersinn nach Osten (um etwa 20° bis 800 Oe), während die Richtung schwerer Magnetisierbarkeit keine systematische Richtungsänderung erkennen läßt. Zugleich nimmt der Anisotropiegrad von zunächst 52 % bei 50 Oe auf 23 % bei 300 Oe und weiter auf 14,5 % bei 800 Oe ab. Die Form des Anisotropie-Ellipsoids (q -Faktor) ändert sich dabei immer mehr in Richtung eines abgeplatteten Rotations-Ellipsoids, in dem es keine Richtung, sondern eine Ebene leichter Magnetisierbarkeit gibt.

Da sich die Magnetisierung für eine bestimmte Wechselfeldstärke H_w jeweils durch Integration über das Koerzitivkraft-Spektrum mit H_c kleiner H_w ergibt, setzt sich auch die Anisotropie aus der Summe der Beiträge der Teilchen mit den entsprechenden Koerzitivkräften zusammen. Das heißt für die Erzkörner oder Erzkornbereiche mit Koerzitivkräften über 300 Oe: die Richtung leichter Magnetisierbarkeit ist noch mehr in eine östliche Richtung gedreht. Der Anisotropie-Grad ist geringer und der q -Faktor noch kleiner als für die gemessene Anisotropie der Gesamtmagnetisierung. Die Kurve des Anisotropie-Grads h läßt sich durch eine Funktion der Form $a + b \times \exp(-cx)$ annähern (mit x gleich H_w). Aus der Ableitung nach x ergibt sich der Beitrag der Teilchen mit der jeweiligen Koerzitivkraft $H_c = H_w$. Mit den geeigneten Konstanten a, b, c



Ha 3-6:ARM

(n=3)



Ha 7.82:ARM

h: 70%
q: 2,0

a)

ARM: 300 · 10⁵ G

h: 70%
q: 2,0

b)

ARM 800 · 10⁵ G

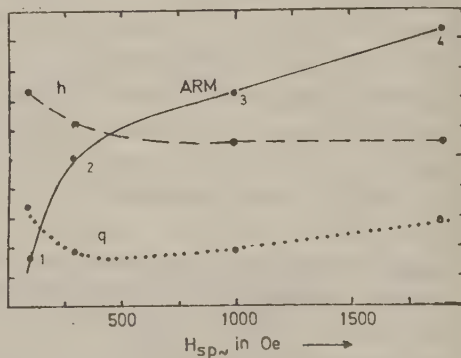
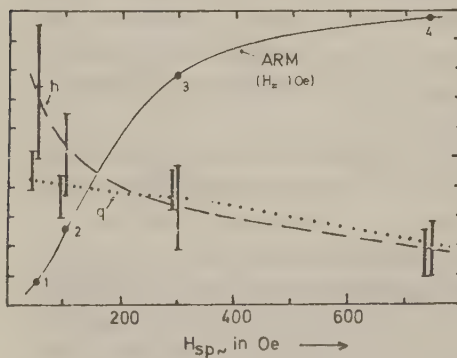


Abb. 6.13: Form und Lage des Anisotropie-Ellipsoids der anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM) in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke H . Oben: Hauptachsen größter (○), mittlerer (△) und kleinster (□) Magnetisierbarkeit im Schmidtschen Netz. Unten: Erzeugte ARM (durchgezogen), Anisotropie-Grad h , $h = (ARM_{max} - ARM_{min}) / ARM \cdot 100$ (gestrichelt) und Formfaktor q ,

$$q = 2(ARM_{max} - ARM_{mittl.}) / (ARM_{max} - ARM_{min}) \text{ (gepunktet).}$$

a) Mittel über drei Proben aus Ha 3-6.

b) Eine Probe aus Ha 7.

errechnet sich der Anisotropie-Grad der Teilchen mit einer Koerzitivkraft größer 300 Oe zu etwa 5 %.

Die entsprechenden Anisotropie-Parameter der Probe aus Ha 7 bleiben dagegen über den gesamten Feldstärke-Bereich fast konstant. Auffallend ist der hohe Anisotropie-Grad von etwa 40 %. Damit werden die Ergebnisse der Anisotropie-Messungen für die IRM, SRM und TRM bestätigt.

6.5.5.3 Abhängigkeit des Anisotropie-Grads von der Wechselfeldstärke

Um die Abnahme des Anisotropie-Grads von der ARM mit steigender Wechselfeldstärke richtig zu interpretieren, muß zunächst geklärt werden, ob dieser Effekt allein durch einen zunehmenden Anteil von Einbereichs-Teilchen an der remanenten Magnetisierung bei höheren Feldstärken bewirkt wird. Bei gleicher äußerer Form und Einregelung von Ein- und Mehrbereichs-Teilchen kann die durch diese Teilchen verursachte Anisotropie verschieden sein.

Die Koerzitivkraft-Bereiche der Ein- und Mehrbereichs-Teilchen lassen sich abschätzen: In den Diabasen von Hallerstein besteht der Erzanteil überwiegend aus Magnetit. Die irreversiblen Drehprozesse in Einbereichs-Teilchen laufen bei Feldstärken von über 200 Oe ab. (Bei Form-Isotropie und isotroper Richtungsverteilung der Kristallachsen wird die somit niedrigste Koerzitivkraft gleich 220 Oe ($H_c = 0,64 \cdot K/J_s$, Kneller S. 432). Für eine Form-Anisotropie wie im Beispiel auf Seite 21 angeführt, wird H_c z.B. 530 Oe). Dagegen gibt es irreversible Wandverschiebungen in Mehrbereichs-Teilchen schon bei sehr viel niedrigeren Feldstärken. (Soffel 1968, gibt für Magnetitkörner Feldstärken von 1-10 Oe an, die notwendig sind eine 180° -Wand über einen Einschluß von $1-10 \mu m$ hinwegzubewegen. Für Versetzungslinien sind die nötigen Feldstärken noch geringer).

Es ist daher die bei geringen Feldstärken ($H < 200$ Oe) erzeugte Magnetisierung im wesentlichen diejenige von Mehrbereichs-Teilchen, die bei hohen Feldern ($H > 300$ Oe) erzeugte, die von Einbereichs-Teilchen.

Wie in Kap. 3.4.2 gezeigt, nimmt die gesamte Anisotropie eines Gesteins beim Übergang von Mehrbereichs- zu Einbereichs-Teilchen

ab, wenn beide Korngruppen gleich orientiert sind und die Anisotropie der Einzelkörner sehr groß ist. Zur Abschätzung nehmen wir, wie in 3.4.1.2 an, daß die Gesamtheit der Teilchen im Mittel durch ein Teilchenpaar mit einaxialer Anisotropie dargestellt werden kann. Ist dann 2α ($<90^\circ$) der Winkel zwischen den Vorzugs-Achsen beider Teilchen, so gilt nach 3.19 und 3.21, daß das Verhältnis R_M von größter zu kleinster Magnetisierung für Mehrbereichs-Teilchen ($= \text{ctg}^2 \alpha$) sich zum entsprechenden Verhältnis R_E der Einbereichs-Teilchen ($= \text{ctg} \alpha$) wie $\text{ctg} \alpha : 1$ verhält.

Nehmen wir an, daß im Koerzitivkraftbereich bis zu 50 Oe nur Mehrbereichs-Teilchen die Magnetisierung tragen, so folgt mit dem Anisotropie-Grad von etwa 50% ein $R_M = 1,67$ und damit für Einbereichs-Teilchen ein $R_E = 1,28$, was einem Anisotropie-Grad von 26% entspricht, ein Wert, der mit dem bei 300 Oe Wechselfeld gemessenen Wert von 27% gut übereinstimmt. Auf Grund dieses Ergebnisses liegt es zunächst nahe, die gemessene Abnahme des Anisotropie-Grads allein auf die bei höheren Feldstärken zunehmende Mobilisierung von Einbereichs-Teilchen zurückzuführen. Jedoch nimmt der Anisotropie-Grad mit wachsender Feldstärke noch weiter bis auf 14 % bei 800 Oe ab (ohne Ha 7). Berechnet man den Anisotropie-Grad der Teilchen mit Koerzitivkräften von 300 - 800 Oe, so erhält man sogar nur einen Anisotropie-Grad von etwa 5 %.

Auch gilt obige Berechnung nur für Teilchen, bei denen die Fähigkeit eine remanente Magnetisierung zu erwerben in einer Richtung gleich Null ist und damit die Anisotropie sehr groß wird. (Das Verhältnis r von größter zu kleinster Magnetisierung geht gegen unendlich). Dies ist aber im Realfall vor allem für größere Mehrbereichs-Teilchen (z.B. mit 90° -Wänden) sicher nicht der Fall. Damit wird r endlich groß und für Mehrbereichs-Teilchen wird das Verhältnis R_M^* von größter zu kleinster Magnetisierung des Gesteins nach 3.2.4:

$$R_M^* = \frac{r \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha}{r \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha} \quad (6.9)$$

Damit ist R^* eine Funktion der beiden Unbekannten r und α (dem Maß

für den Grad der Ausrichtung der Hauptachsen), die nicht mehr getrennt berechenbar sind.

Es kann daher hier nur qualitativ geschätzt werden:

Sei das Verhältnis r , sowie α für Ein- und Mehrbereichs-Teilchen gleich, gelte weiter für Einbereichs-Teilchen analog zu (3.2.2) und (6.9) für das entsprechende Verhältnis R_E^* :

$$R_E^* = \frac{r \cos \alpha + \sin \alpha}{r \sin \alpha + \cos \alpha} \quad (6.10)$$

dann gilt mit $R_M^*/R_E^* < (r^2 \cos \alpha + \sin \alpha) / (r^2 \sin \alpha + \cos \alpha)$

$$\frac{R_M^*}{R_E^*} / \frac{R_M}{R_E} < \frac{r^2 \cos \alpha + \sin \alpha}{r^2 \sin \alpha + \cos \alpha} / \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} < \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} < 1 \quad (6.11)$$

Gleiche Summanden (> 0) im Zähler (> 0) und Nenner (> 0) wurden weggelassen. ($\alpha < 45^\circ$).

Daraus folgt, daß der Unterschied im Grad der Anisotropie berechnet nach dem ersten Modell ($r \rightarrow \infty$) für ideale Ein- und Mehrbereichs-Teilchen eine obere Grenze darstellt, im Realfall der Unterschied aber geringer sein wird und zwar umso geringer, je größer α und je kleiner r ist.

Um die gemessene Abnahme zu deuten, müssen daher noch weitere Ursachen in Betracht gezogen werden.

Es fällt auf, daß die Abnahme nicht erst bei den für Einbereichs-Teilchen zu erwartenden Feldstärken von 200 Oe beginnt, sondern bei dieser Feldstärke schon zum großen Teil stattgefunden hat. Vergleicht man $J_s(T)$ -Kurven der Proben aus Ha 3-6 (Abb. 6.2a) sowie das Verhalten bei thermischer und Wechselfeld-Entmagnetisierung (Abb. 6.4), so erkennt man, daß bis etwa 200 Oe eine Magnetisierungs-Komponente zerstört wird, die wahrscheinlich ihren Sitz in Maghemit-Bereichen hat. (Aus den $J_s(T)$ -Kurven ergibt sich ein Volumen-Anteil an Maghemit von 20% des Erz-Bestandteils). Es ist anzunehmen, daß auch bei der Erzeugung einer ARM bei niedrigen Wechselfeldstärken hauptsächlich Maghemit-Bereiche magnetisiert werden.

Nun wurde Maghemit als Produkt der Tieftemperatur-Oxydation sicher erst während der Metamorphose gebildet, d.h. zu einer Zeit erhöhter tektonischer Spannungen. Der Maghemit-Anteil kann daher auf Grund seiner Bildungsbedingungen einen höheren Anisotropie-Grad besitzen, als die (reliktartigen?) Magnetit-Bestandteile, die erst nach ihrer Entstehung eingeregelt wurden. Die Proben aus Ha 7, deren $J_s(T)$ -Kurven (Abb. 6.2b) auf einen viel geringeren Maghemit-Anteil schließen lassen, zeigen auch nicht die starke Abnahme des Anisotropie-Grads mit wachsender Feldstärke.

6.5.6 Vergleich der Anisotropie von TRM - ARM - (SRM)

TRM und ARM sind verwandte Magnetisierungsarten. (Die für die Änderung der Magnetisierung notwendige Energie liefert bei der TRM die Temperatur, bei der ARM das Wechselfeld. Bei beiden Magnetisierungen gibt das Gleichfeld geringer Intensität nur die Vorzugs-Richtung an).

Da angestrebt wird, die Anisotropie beim Erwerb einer natürlichen remanenten Magnetisierung (meist TRM) mit Hilfe der ARM abzuschätzen, interessiert die Übereinstimmung der Anisotropien beider Magnetisierungsarten. In Tab. 6.5 sind die Anisotropie-Daten der TRM (SRM) und ARM nebeneinander gestellt.

Nr	Dec	Inc	α_{95}	h/q	Nr	Dec	Inc	α_{95}	h/q
4 (n=6)	61/11	16,3	23,4		4.11.1	46/15	10,4	18,3	
<u>TRM</u>	185/66	12,5	0,85		<u>ARM</u>	177/66	12,5	0,88	
7 (n=3)	79/ 8	14,0	42,3		7.8.2	64/28	-	39,4	
<u>TRM</u>	186/68	10,2	0,92		<u>ARM</u>	170/28	-	0,91	
5.3.2	55/27	-	5,25		5.3.2	79/11	-	7,2	
<u>SRM</u>	196/57	-	0,53		<u>ARM</u>	182/48	-	0,28	

Tab.6.5: Anisotropie-Daten der TRM (SRM) und ARM. 1. Spalte beider Kolonnen: Richtungen größter und kleinster Magnetisierbarkeit (untereinander). Wurden mehrere Proben vermessen, ist der entsprechende α_{95} -Kreis angegeben. Letzte Spalte beider Kolonnen: Anisotropie-Grad h und Formfaktor q (untereinander) (siehe Abb.6.13 oder Kap. 3.2).

Die TRM-Werte der Proben aus Ha 4 sind das Mittel von 6 Tensor-Bestimmungen (3 bei einer Aufheiztemperatur von 320°C , 3 bei 570°C). Dementsprechend wurde für die ARM das Mittel über die Meßwerte gebildet, die sich bei mittleren (300 Oe) bis hohen Feldstärken (800 Oe) ergaben. Die Übereinstimmung der Richtungen leichter bzw. schwerer Magnetisierbarkeit ist gut. Die Differenz beträgt 15° bzw. 8° . Anisotropie-Grad und Form sind fast gleich.

Die Werte der Proben aus Ha 7 wurden bei hohen Temperaturen (530°C) und hohen Feldstärken (800 Oe) gemessen. Die Übereinstimmung der Hauptachsen-Richtungen ist weniger gut. Allerdings war auch die Bestimmung der Anisotropie der TRM bei höheren Temperaturen relativ kritisch. Jedoch stimmen Anisotropie-Grad und Form wieder gut überein. Im letzten Beispiel wird die im starken Gleichfeld und Wechsel-feld gemessene Anisotropie ein und derselben Probe verglichen. Die Übereinstimmung der Richtungen der Hauptachsen, wie des Anisotropie-Grads, weniger die der Form ist sehr groß.

Bei Vergleichen aller Messungen zeigt sich, daß die Richtung schwerer Magnetisierbarkeit eindeutiger definiert ist, als die Richtungen mittlerer und leichter Magnetisierbarkeit. Dies stimmt mit den gemessenen q-Faktoren kleiner eins überein. Die Unterschiede in der leichten Richtung sind daher sicher auch auf größere Streuung von Probe zu Probe oder von einem Koerzitivkraft- bzw. Blockungstemperatur-Bereich zum anderen zurückzuführen. Da aber die Stärke und Form der Anisotropie fast gleich sind, kann die so gemessene Anisotropie der ARM als repräsentativ gelten und zur Bestimmung der Anisotropie der magnetischen Bereiche dienen, die die natürliche remanente Magnetisierung bzw. deren Komponenten tragen.

6.6 Vergleich der Anisotropie der Suszeptibilität und der remanenten Magnetisierung

In Tabelle 6.6 sind zum Vergleich die Anisotropie-Parameter der Suszeptibilität und der remanenten Magnetisierung (ARM) für die Probengruppe Ha 3-6 und Ha 7, sowie wie die Mittelwerte über alle Handstücke aufgeführt:

Magnetis.- Art	Ha 3-6		Ha 7			Ha			
	Dec	Inc	h/q	Dec	Inc	h/q	Dec	Inc	h/q
Suszepti- bilität	54/27	5,2	33/30	14,1	55/27	6,9			
	174/45	0,80	173/53	0,64	164/49	0,86			
remanente Magnetis. (ARM)	50/26	21,0	48/27	40,1	54/25	27,0			
	172/48	1,02	160/36	0,75	173/45	0,98			

Tab.6.6: Anisotropie-Parameter der Suszeptibilität und der ARM; untereinander aufgetragenen Richtungen leichter und schwerer Magnetisierbarkeit, daneben untereinander Anisotropie-Grad h und Formfaktor q (siehe dazu Kap. 3.2).

Es ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung der Hauptachsen-Richtungen, die im Mittel über alle Handstücke nur um maximal 7° voneinander abweichen. Im einzelnen gibt es aber auch größere Abweichungen bis zu 20° (Ha 7).

Der schon bei der Suszeptibilitäts-Messung erkannte große Unterschied im Anisotropie-Grad zwischen den Proben Ha 3-6 und Ha 7/8 (5,2 % zu 14,1 %) zeigt sich auch bei der remanenten Magnetisierung (21 % zu 40 %). Auch das Verhältnis der q-Faktoren beider Gruppen ist für die Suszeptibilität und die remanente Magnetisierung ähnlich (χ : 0,80 zu 0,64, ARM: 1,02 zu 0,75).

Absolut gesehen ist der Anisotropie-Grad der remanenten Magnetisierung im Mittel etwa um den Faktor 4 größer.

Mikroskopische Beobachten, $J_s(T)$ -Kurven und Röntgen-Spektrogramm zeigen, daß im wesentlichen Magnetit der Träger der Magnetisierung

ist. Daher kann die gemessene Anisotropie nur durch Form-Anisotropie der Erzkörner verursacht sein (siehe Kap. 3.1). (Spannungs-Anisotropie scheidet auf Grund von Versuchen aus, bei denen die Anisotropie der Suszeptibilität vor und nach dem Tempern gleich war).

Zur Abschätzung der Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung gehen wir nach Stacey (1958, 1974) davon aus, daß sich die gemessene Anisotropie der Suszeptibilität durch ein Teilchen darstellen läßt, dessen Anisotropie allein durch die äußere Form gegeben ist. Dies ist z.B. bei polykristallinem Material der Fall. Sei die Form dieser Probe die eines Ellipsoids mit den Halbachsen a , b , c (a = große Halbachse) und den entsprechenden Entmagnetisierungs-Faktoren N_a , N_b , N_c . Dann folgt mit (3.4) für das Verhältnis R_i von größter zu kleinster Suszeptibilität:

$$R_i = \frac{\chi_{\max}}{\chi_{\min}} = \frac{(1 + \chi N_c)}{(1 + \chi N_a)} \quad (6.12)$$

Für das Vorkommen ergibt sich eine mittlere Suszeptibilität von $6,6 \cdot 10^{-4}$ cgs für die Proben Ha 3 bis Ha 6 und $2,8 \cdot 10^{-4}$ cgs-Einheiten für Ha 7, Ha 8. Aus der Sättigungsremanenz ergab sich ein Erzanteil von 1,3 % bzw. 0,71 %. Daraus folgt für die wahre Suszeptibilität der Erzkörner ein Wert von $5,1 \cdot 10^{-2}$ bzw. $3,9 \cdot 10^{-2}$ cgs-Einheiten.

Bei einer mittleren Suszeptibilität von $4,9 \cdot 10^{-2}$ cgs-Einheiten (nach Anzahl der Ha 3-6 und Ha 7-Proben gewichtet) müßten sich dann die den Hauptachsen entsprechenden Entmagnetisierungs-Faktoren verhalten wie:

$$N_a : N_b : N_c = 1,07 : 1,33 : 1,6 \quad (\text{mit } \sum_{i=1}^3 N_i = 4\pi),$$

um ein entsprechendes Verhältnis von größter zu kleinster Magnetisierung zu erhalten. (Mit diesen Werten wird $R_i = 1,07$ das entspricht einem Anisotropie-Grad von 6,8 %).

Bis jetzt wurde der Einfluß der paramagnetischen Matrix außer Acht gelassen, die zum größeren Teil aus Plagoiklassen besteht,

für die man maximal eine Suszeptibilität von $5 \cdot 10^{-5}$ cgs-Einheiten annehmen kann. Geht man zunächst vom selben Verhältnis N_a zu N_c für die paramagnetische Matrix aus, so erhält man für sie das Verhältnis $\chi_{\max}$ zu $\chi_{\min}$ gleich 1,0008. Die paramagnetische Matrix ist also quasi isotrop. Selbst bei extremer Form-Anisotropie mit N_c zu N_a wie 4π ergäbe sich ein Verhältnis von nur 1,006 (entspricht $h = 0,6 \%$).

Die paramagnetische Matrix verringert also die Gesamt-Anisotropie der Suszeptibilität gegenüber der der Erzkörner. Das Maß der Abschwächung hängt nach (3.26) vom Volumen-Anteil der Erzphase ab und vom Verhältnis der Suszeptibilitäten. Bei einer isotropen Matrix mit einer Suszeptibilität von $5 \cdot 10^{-5}$ cgs-Einheiten und einem Erzvolumen-Anteil von 1,3 % ergibt sich als eigentliches Anisotropie-Verhältnis der Wert 1,073 statt des aus den Messungen folgenden Werts von 1,07. Daraus folgt, daß selbst eine isotrope Matrix, welche bei der Suszeptibilitäts-Messung eingeht, den Anisotropie-Grad der Suszeptibilität nur unwesentlich beeinflusst.

Nun kann man nach Stacey (1958) annehmen, daß im Falle der thermoremanenten Magnetisierung die bei Erreichen der Blockungs-Temperatur induzierte Magnetisierung nur durch den Entmagnetisierungs-Faktor N bestimmt wird ($J = H/N$), da χ sehr groß wird (Dunlop 1974). ($J = H/N$ folgt aus 3.4 für $\chi \gg 1$).

Nach dem Abkühlen verringert im feldfreien Raum die durch das entmagnetisierende Feld induzierte Magnetisierung die remanente Magnetisierung um $-NJ$ (Stacey 1974). Damit wird das Verhältnis R_{RM} von größter zu kleinster remanenter Magnetisierung gleich

$$R_{RM} = \frac{N_c (1 + N_c \chi)}{N_a (1 + N_a \chi)} = \frac{N_c}{N_a} \cdot R_i \quad (6.13)$$

Für oben eingeführte Entmagnetisierungs-Faktoren ergibt sich damit ein Verhältnis R_{RM} von

$$R_{RM} = \frac{1,60}{1,07} \quad 1,07 = 1,60 \text{ entspricht } h = 46 \%$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem mittleren Anisotropie-Grad der ARM von 27,0 %, so fällt der berechnete Wert zu hoch aus. Nimmt man jedoch den Anisotropie-Grad der Teilchen mit Koerzitiv-

kräften bis 100 Oe, die, wie anzunehmen ist, Mehrbereichs-Teilchen sind, wovon dieses Modell ausgeht, so ist die Übereinstimmung recht gut.

Nehmen wir an, daß die Gesamtheit der Einbereichs-Teilchen durch ein hypothetisches Einbereichs-Teilchen repräsentiert werden kann, das in jeder Richtung eine remanente Magnetisierung erwerben kann, in dem aber nach "Einfrieren" der remanenten Magnetisierung keine induzierte Magnetisierung durch das entmagnetisierende Feld erzeugt wird, so erhält man für das Verhältnis R_{rE} von größter zu kleinster remanenter Magnetisierung die Beziehung

$$R_{rE} = \frac{N_c}{N_a} \quad (6.14)$$

Das heißt, das Verhältnis R_r ist für Einbereichs-Teilchen kleiner als für Mehrbereichs-Teilchen. Dies ergab sich bereits qualitativ aus den Abschätzungen in Kap. 3.4.2, die die tatsächlichen Magnetisierungsvorgänge in Ein- und Mehrbereichs-Teilchen berücksichtigten.

Im vorliegenden Fall wird $R_{rE} = 1,49$ (entspricht $h = 39 \%$). Damit läßt sich allerdings der gemessene geringe Anisotropie-Grad von 20 % der Teilchen mit hohen Koerzitivkräften über 500 Oe nicht erklären. Wie in Kap. 6.8.1 gezeigt wird, ist dafür die Existenz zweier Erzphasen unterschiedlicher Einregelung verantwortlich.

6.7 Zusammenhang zwischen der Anisotropie der Suszeptibilität und dem tektonischen Gefüge

Die Diabase von Hallerstein zeigen kein makroskopisch erkennbares Gefüge, dagegen die Phycodenschiefer, in die sie eingebettet sind. Abb. 6.14 (aus Stettner 1964, S. 104) zeigt die Gefügediagramme der ordovizischen (D5-D7) und gotlandischen (D8) Schichtfolgen. Die Pole der s-Flächen (Schieferung) sind als kleine Kreise, die Faltenachsen (B) und Lineare (L) durch kräftige Punkte, Fugen- (Kluft-)Pole durch feine Punkte gekennzeichnet.

"Allen Aufschlüssen ist das gleichsinnige SW-NE-Streichen und ($40 - 75^{\circ}$) NW-Fallen der Schichten gemeinsam, entsprechend dem gleichmäßig weitgespannten Bau in der NW-Flanke des Fichtelgebirgs-Sattels." "Die drei Aufschlußbeispiele (D5 - D7) lassen in der Natur keine deutlichen Hauptfaltenachsen erkennen und nur in Diagramm D 6 lassen sich die s-Flächenpole auf einen Großkreis bringen, der wirklich der Hauptfaltenachse entspricht" (π).

Vergleicht man mit diesen Diagrammen die Verteilung der Hauptachsen des Suszeptibilitäts-Ellipsoids (siehe Abb. 6.9), so fällt sofort die große Übereinstimmung zwischen den s-Flächenpolen und den Richtungen kleinster Suszeptibilität sowie zwischen den Faltenachsen und den Richtungen größter Suszeptibilität auf. Daraus folgt erstens, daß die Diabase mit den umgebenden Schiefern von der gleichen Tektonik geprägt wurden. Mit Sicherheit hat seit dieser Überprägung keine größere Verdrehung der Diabaskörper in den Schiefen stattgefunden. (Nicht ausgeschlossen werden kann, daß die starren Diabaskörper während dieser Zeit, wie ihre Linsenform vermuten läßt, ins Hangende eingepreßt wurden).

Vergleicht man die Lage der Richtungen kleinster Suszeptibilität mit den Polen der s-Flächen, so ist eine gewisse Verdrehung des Diabasvorkommens um $10 - 20^{\circ}$ im Uhrzeigersinn nicht auszuschließen.

Weiter wird deutlich, daß die Anisotropie der Suszeptibilität ein sehr sensibler Anzeiger für tektonische Strukturen ist. Die wechselnde Richtung der Faltenachsen und Klufttrichtungen zwischen NW und NE spiegelt sich in teils NE-, teils NW-gerichteter Orientierung der Richtungen größter Suszeptibilität wieder.

Über die tektonische Verformung schreibt Stettner 1972, S. 229:

"Die tektonische Verformung des fichtelgebirgischen Altpaläozoikums gehört allein der variskischen Ära an. Diese Verformung verlief zweiphasig, wobei die ältere die Intensivphase war (präoberdevonisch), während die jüngere - zeitlich stärker aufgesplittet - für die Aufwölbung des Fichtelgebirgs-Antiklinoriums verantwortlich war. Die Intensivphase repräsentiert den planaren Deformationstyp. Das Haupt-s-Gefüge lag zum Zeitpunkt der Verformung im wesentlichen eben horizontal."

Vergleicht man damit wieder das Anisotropie-Ellipsoid der Suszeptibilität, so drückt sich der schieferartige Verformungstyp in der

engen Gruppierung der Achsen schwerer Magnetisierbarkeit aus, während die Richtungen größter Suszeptibilität wesentlich stärker streuen und eher eine Ebene der leichten Magnetisierbarkeit definieren, also die Schieferungsfläche. Auch der Formfaktor $q = 0,85$ drückt dies aus, der ein mehr abgeflachtes diskusförmiges Ellipsoid widerspiegelt.

Da die Anisotropie der Suszeptibilität das tektonische Gefüge abbildet, kann sie auch dazu dienen, das notwendige Maß der tektonischen Korrektur zu bestimmen. Stettner schreibt, daß das planare Gefüge ursprünglich horizontal lag. Aus der Lage der Achse schwerer Magnetisierbarkeit folgt, daß dieses Gefüge heute mit etwa 45° fast genau nach Norden einfällt, d.h. das Vorkommen muß um diesen Betrag um die zur mittleren Richtung kleinster Suszeptibilität senkrechte ENE-WSW-Achse nach SE gekippt werden, um die ursprüngliche Lagerung zu erhalten. Dabei bleiben Drehungen um die vertikale Achse zunächst unberücksichtigt. Diese lassen sich nur bestimmen, wenn das ursprüngliche Streichen der Faltenachsen bekannt ist.

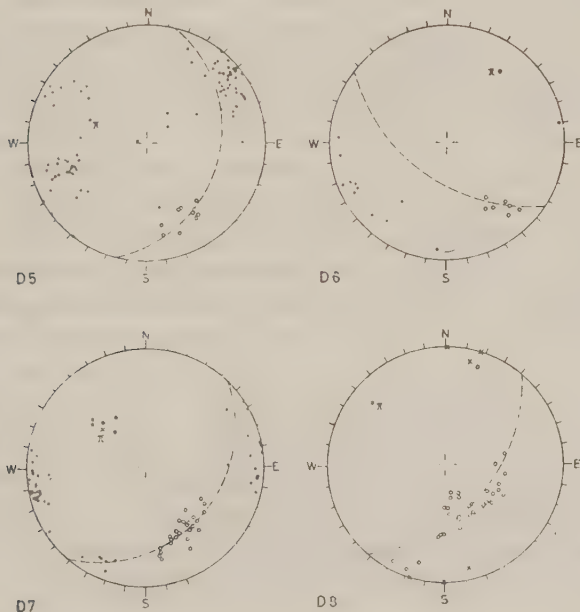


Abb.6.14 :
(aus Stettner, 1964,
S. 104).
Gefügedaten der Or-
dovizischen Serien
(D5 -D7).
Kleine Kreise: Pole
der s-Flächen;
kräftige Punkte: Fal-
tenachsen (B) und
Lineare (L);
feine Punkte: Fugen-
(Kluft-)Pole.

Abb. 27. Diagramme von tektonischen Daten aus Aufschlüssen in den ordovizischen Serien (D 5 bis D 7) sowie aus dem Gotlandium (D 8). Weitere Erläuterungen im Text (S. 104/105, 107 und S. 118).

6.8. Analyse der remanenten Magnetisierungs-Komponenten unter besonderer Berücksichtigung der Anisotropie-Daten.

1) Entstehungsart der Komponenten der remanenten Magnetisierung

Gefragt ist nach Entstehungsart und -zeit der Magnetisierungs-Komponenten, die durch schrittweises Abmagnetisieren der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) herausgefiltert wurden (Kap. 6.3).

Eine einfache Zeitzuordnung mit Hilfe der für Europa geltenden Polwanderungskurve (PWK) ist direkt nicht möglich, da zunächst tektonische Verstellungen sowie der Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der remanenten Magnetisierung berücksichtigt werden müssen. Dabei helfen die Meßergebnisse der Anisotropie der Suszeptibilität und der anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM).

Die NRM und die nach Entmagnetisierung verbleibende charakteristische remanente Magnetisierung (CARM) haben ihren Sitz in magnetischen Bereichen mit sehr unterschiedlichen Koerzitiv-Kräften. Diese magnetischen Bereiche unterscheiden sich aber auch hinsichtlich ihrer Anisotropie. Es soll versucht werden mit Hilfe der Zuordnung von Magnetisierungs-Komponenten zu Koerzitivkraft-Spektrum, Koerzitivkraft-Spektrum zu "Anisotropie-Spektrum", "Anisotropie-Spektrum" zu tektonischem Geschehen zusätzliche Anhaltspunkte zur Analyse der Magnetisierungs-Komponenten zu gewinnen.

In Tabelle 6.7 sind die wesentlichen Daten der remanenten Magnetisierung und der Anisotropie zusammengetragen. Daraus ergeben sich folgende Zusammenhänge:

a) NRM - Anisotropie der Suszeptibilität

Die Intensität der NRM der einzelnen Handstücke nimmt mit zunehmendem Anisotropie-Grad h der Suszeptibilität ab. Zugleich dreht sich die Richtung der NRM von NE über die vertikale Richtung nach SW. Die Form des Anisotropie-Ellipsoids (q -Faktor) nähert sich dabei der Form eines flachen Rotations-Ellipsoids.

Nr	NRM		CARM		Suszeptibilität					ARM: 50 Oe 800 Oe		
										χ	h	q
3/6	315	54/28	4,5	202/15	80	-28/34	147/52	4,2	0,90	48/26	5,1	1,16
4/5	155	64/37	4,7	209/24	56	54/27	174/45	4,9	0,63	38/10	5	0,9
8	74	219/63	10	194/20	35	23/46	159/54	8,3	0,84			
7	17	190/14	3,6	190/-12	7	33/30	173/51	16	0,61	63/30	42	0,75

Tab.6.7: Die wichtigsten Daten der remanenten Magnetisierung und der Anisotropie der Magnetisierbarkeit. Die Intensitäten der remanenten Magnetisierung sind in 10^{-5} Gauss, die der Suszeptibilität in 10^{-5} cgs-Einheiten angegeben.

- = Richtung größter Magnetisierbarkeit
 - = Richtung kleinster Magnetisierbarkeit
 - h = Anisotropie-Grad
 - q = Formfaktor
- (siehe Abschnitt 3.2)

Die Proben aus Ha 3/6 mit dem geringsten Anisotropie-Grad und dem höchsten q-Faktor unterscheiden sich außerdem noch durch die NNW-Richtung der Hauptachsen größter Suszeptibilität von den anderen Proben.

b) Koerzitivkraft-Spektrum der NRM - Anisotropie der ARM

Mit zunehmender Koerzitivkraft der Erzkörner der Proben aus Ha 3-6 nähert sich deren natürliche Remanenz in Intensität und Richtung immer mehr der NRM, die die Proben aus Ha 7 bereits vor dem Entmagnetisieren besitzen. (Abb.6.4 und Tab.6.7)

Mit zunehmender Koerzitivkraft der Erzkörner dieser Proben nimmt die Stärke der Anisotropie ab und die Form des Anisotropie-Ellipsoids nähert sich der eines abgeplatteten Rotations-Ellipsoids (Tab.6.7). Zugleich dreht sich die Richtung leichter Magnetisierbarkeit aus einer nordöstlichen in eine östliche Richtung, während die Richtung schwerer Magnetisierbarkeit fast unverändert bleibt (Abb.6.13 a)

Bei der Entmagnetisierung der Proben aus Ha 8 und Ha 7 ist dagegen die Richtungs-Änderung viel geringer (Abb.6.5). Lage und Form des Anisotropie-Ellipsoids bleiben bei wachsender Feldstärke etwa konstant (Abb.6.13b).

Aus a) und b) folgt: die NRM der Proben aus Ha 3-6 besteht aus zwei Komponenten, einer stabilen und einer instabilen, die bei einer Wechselfeldstärke von 200 Oe abgebaut wird. Auch die Anisotropie läßt sich in zwei Komponenten einteilen, in eine Anisotropie der Teilchen mit Koerzitivkräften bis 150 Oe und der Teilchen mit Koerzitivkräften größer als 300 Oe.

Die Proben aus Ha 7/8 besitzen eine NRM und eine Anisotropie der ARM, die den Teilchen mit hohen Koerzitivkräften der Proben aus Ha 3-6 entsprechen.

Die zwei Komponenten der Anisotropie lassen sich zwei tektonischen Prägungsphasen zuordnen.

Wie in Kap. 5 dargestellt, beginnt die tektonische Geschichte mit einer ersten Phase, die durch ausgeprägte s-Tektonik und WE-streichende Faltenachsen gekennzeichnet ist. Die zweite Phase wird durch eine B-Tektonik (Auffaltung mit späterer Überschiebung durch die Gneismasse) mit erzgebirgisch streichenden Faltenachsen verkörpert. Gleichzeitig, von manchen Autoren auch als etwas jünger eingestuft, kommt es zur Ausbildung einer zu B mehr oder weniger senkrechten B'-Faltenachse (herzynisches Streichen).

Die magnetischen Teilchen mit hohen Koerzitivkräften (Richtung leichter Magnetisierbarkeit: $D = 98^\circ$, $I = -10^\circ$; $h = 5\%$, $q = 0,35$) spiegeln den älteren Plan s-tektonischer Verformung wieder, während die Teilchen mit niedrigen Koerzitivkräften (Richtung leichter Magnetisierbarkeit: $D = 48^\circ$, $I = 26^\circ$; $h = 50\%$, $q = 1,16$) durch eine jüngere B-Tektonik eingeformt wurden.

Die Proben aus Ha 7/8 zeigen den älteren Verformungsplan bei stärkerer Einregelung ($h = 40\%$) der Erzbereiche.

Daß die magnetischen Teilchen hoher Koerzitivkräfte noch den alten Beanspruchungs-Plan widerspiegeln, könnte ihre Ursache darin haben, daß diese Körner auf Grund ihrer geringen Größe (Einbereichsteilchen kleiner $1-10\mu\text{m}$) weniger stark eingeregelt wurden, als die größeren Körner, die magnetisch instabiler sind.

Nun hat allerdings die mit der tektonischen Beanspruchung einhergehenden Metamorphose den Altbestand der Erzkörner zum großen Teil völlig umgewandelt. Diese Umwandlung wird zuerst die kleinen Teilchen mit ihrer auf das Volumen bezogenen großen Oberfläche ergreifen, während in den großen Erzkörnern noch eher Relikte der primären Erzphase bestehen bleiben können. Es ist daher anzunehmen, daß die Bereiche hoher Koerzitivkräfte solche Relikt-Bereiche in ehemaligen großen Erzkörnern sind, die von größerer tektonischer Beanspruchung und metamorpher Umwandlung verschont geblieben sind. Diese Bereiche können sich wie Pseudo-Einbereichsteilchen verhalten, wenn das umgebende Material nicht ferrimagnetisch ist (z.B. Zwickel zwischen Ilmenit-Lamellen, oder von umgewandeltem Erz umgebene Bereiche).

Aus dem Vergleich der $J_s(T)$ -Kurven (Abb.6.2) sowie thermischer und Wechselfeld-Entmagnetisierung (Abb.6.4) folgt, daß diese Bereiche ($T > 350^\circ \text{C}$, $H_c > 200 \text{ Oe}$) aus Magnetit bestehen.

Die magnetischen Bereiche mit niedrigeren Blockungstemperaturen, bzw. Koerzitivkräften, welche die sekundäre Magnetisierung tragen, bestehen dagegen aus Maghemit und möglicherweise auch Magnetit. Eine Trennung beider Anteile ist nicht möglich, da Magnetitbereiche mit niedriger Blockungs-Temperatur nicht von Maghemit-Bereichen unterschieden werden können.

Für die Proben aus Ha 3-6 ergibt sich zusammenfassend folgendes Bild: Die primäre Erzphase ist Magnetit. Auf Grund der sehr großen Korndurchmesser ($\sim 100 \mu\text{m}$) der ehemaligen Erzkörner ist eine langsame Abkühlung des Magmas anzunehmen, so daß Zeit blieb für eine Hochtemperatur-Oxydation des ursprünglich wahrscheinlich Titanhaltigen Erzes zu Magnetit.

In der ersten Phase der variskischen Orogenese wurde der Diabas von Hallerstein durch eine s-Tektonik überprägt, die sich zum Teil in relikartartigen Bereichen des primären Magnetit-Erzes erhalten hat. Während der Metamorphose wurde der Magnetit in Maghemit umgewandelt. Diese Maghemit-Bereiche weisen eine starke E-tektonische Überprägung auf, die einer jüngeren Phase zuzuordnen ist. Die starke Einregelung der Maghemit-Bereiche macht eine syntektonische Entstehung dieses Erzanteils wahrscheinlich.

Die Frage ist, welche Art der remanenten Magnetisierung tragen die verschiedenen Erzphasen.

Die Bildung von Maghemit geschah sicher während der Regionalmetamorphose. Gegen eine mögliche Entstehung während der späteren Kontaktmetamorphose spricht der hohe Anisotropie-Grad dieser Bereiche, der mit einer posttektonischen Entstehung nur schwer zu erklären wäre.

Da Maghemit ein Produkt der Tieftemperatur-Oxydation ist ($T: 150^{\circ} - 250^{\circ}C$ (Stacey 1974)), kommt als Ursache der Magnetisierung vor allem eine chemische remanente Magnetisierung (CRM) in Frage.

Allerdings kann auch eine partielle TRM (pTRM) während der späteren Kontaktmetamorphose nicht ausgeschlossen werden. Aus der regionalmetamorphen Entstehung von Maghemit folgt, daß die Temperatur während einer solchen Kontaktmetamorphose $350^{\circ}C$ (Zerfallstemperatur von Maghemit (Stacey 1974)) nicht überschritten wurde. Auch aus der Kartierung von Stettner (1964), der in der Nähe der Diabase Fleckschiefer auskartierte, kann auf das Fehlen einer höheren kontaktmetamorphen Fazies mit Temperaturen über $450^{\circ}C$ geschlossen werden (Vorhandensein von Biotit, Fehlen von Andalusit) .

Bei längerer Aufheizdauer könnte die pTRM auch in Erzkörnern mit höheren Blockungs-Temperaturen gebildet worden sein.

(Eine längere Aufheizdauer auf mäßig hohe Temperaturen ist bei größeren Intrusionskörpern möglich. Storetvedt (1968, 1970) nennt Zeiten von 100 000 Jahren für Körper von einigen hundert Metern Dicke, wie sie sicher die Fichtelgebirgs-Granite darstellen. Dabei können magnetische Bereiche mit bis zu $150^{\circ}C$ höheren Blockungs-Temperaturen magnetisiert werden (Briden 1965).

Es kann daher vorläufig nicht entschieden werden, ob es sich bei der NRM um eine CRM oder pTRM handelt.

Die nach dem Entmagnetisieren verbleibende stabile Remanenz der Bereiche hoher Blockungs-Temperaturen und Koerzitivkräfte kann primären Ursprungs sein. Auf Grund der sehr geringen Einregelung der Magnetit-Körner ist eine Neubildung von Magnetit-Erz und damit die Entstehung einer CRM während der Regionalmetamorphose nicht wahrscheinlich.

Wie für die Maghemit-Bereiche kann eine sekundäre, auf Grund längerer Aufheizdauer aber sehr stabile partielle TRM nicht ausgeschlossen werden, sei es während der Regional- oder der Kontaktmetamorphose.

Proben aus Ha 7 und 8: Diese Proben besitzen eine NRM, die in der Intensität und Richtung schon weitgehend mit der CARM der Proben aus Ha 3-6 übereinstimmt.

Aus den $J_s(T)$ -Kurven (Abb.6.4) ist zu entnehmen, daß die stärker überprägten Proben aus Ha 7 einen geringeren Maghemit-Anteil besitzen, als die Proben aus Ha 3-6. Die Anschliffe zeigen eine noch stärkere Umwandlung der alten Erzkörner. Es wird angenommen, daß in diesen Proben der Maghemit weiter umgewandelt wurde, möglicherweise zu Hämatit, das sich allerdings weder in den Anschliffen noch auf Grund der $J_s(T)$ -Kurven erkennen ließ. Dafür spricht aber, daß bei der Erzeugung der ARM die Sättigung selbst bei 2000 Oe Wechselfeldstärke noch nicht erreicht ist (Abb.6.13b). Auch die Zunahme von h und vor allem von q mit wachsender Feldstärke könnte durch die Existenz von magnetischen Bereichen hoher Koerzitivkräfte erklärt werden, die während der Prägungsphase der B-Tektonik entstanden sind. Die Hämatit-Bereiche könnten eine CRM besitzen, die dann jünger wäre als die in den Magnetit-Bereichen sitzende Magnetisierung (NRM). Tatsächlich hat die nach Entmagnetisierung verbleibende Restremanenz eine Richtung (Inklination), die einer geologisch jüngeren Zeit entspricht, als die der NRM.

Damit entspräche von der Entstehungszeit her gesehen die NRM der Proben von Ha 3-6 der CARM der Proben aus Ha 7 und die CARM dieser Proben der NRM von Ha 8. Die NRM der Proben aus Ha 8 setzt sich zu etwa gleichen Teilen aus der primären und der sekundären Magnetisierung zusammen, so daß sich durch die Überlagerung eine fast vertikale Richtung der NRM ergibt.

Die Neubildung der sekundären Erzphase vollzieht sich durch stetige Umwandlung der alten Phase, so daß es zu einem engen Nebeneinander beider Phasen in einem Erzkorn kommt. Daher wirkt bei der Entstehung der CARM zusätzlich zum äußeren Feld auch das Feld der Magnetisierung der primären Phase. Die Richtung der CARM muß daher nicht der Richtung des äußeren Feldes entsprechen (abgesehen von jeglichem Einfluß der Anisotropie auf die Magnetisierungs-Richtung).

2) Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der remanenten Magnetisierungs-Komponenten

Es wird bei den folgenden Berechnungen nicht unterschieden, ob die remanente Magnetisierung vor oder nach der Einregelung der Erzkörner entstanden ist. Solange die Form der Erzkörner nicht verändert wird, erhält man in beiden Fällen die gleiche Abweichung der Magnetisierung von der Feldrichtung, wie sich analog zu den Berechnungen in Kap. 3.3.2 leicht zeigen läßt.

a) Remanente Magnetisierung der Proben Ha 3-6

Als Richtung der sekundären Magnetisierung wird die Richtung der remanenten Magnetisierung angenommen, die zwischen 0 und 50 Oe Wechselfeld abgebaut wird: $D = 49^\circ$, $I = 24^\circ$ (NRM: $D = 59^\circ$, $I = 34^\circ$). Die diese Magnetisierung tragenden Bereiche haben eine große Anisotropie. Ihr Einfluß läßt sich mit Hilfe der Gleichung

$$\vec{J} = (A_{ij}) \vec{H}$$

berechnen, wenn der Anisotropie-Tensor bekannt ist. Als Anisotropie-Tensor wird der für ein Wechselfeld von 50 Oe berechnete Tensor der ARM genommen. Seine Hauptachsen sind $D = 50^\circ$, $I = 28^\circ$ (Richtung leichter Magnetisierbarkeit) und $D = 178^\circ$, $I = 45^\circ$ (Richtung schwerer Magnetisierbarkeit), der Anisotropie-Grad ist 52 %, der Formfaktor $q = 0,80$. Damit berechnet sich die eigentliche Feldrichtung zu $D = 44^\circ$, $I = 16^\circ$. Trotz des hohen Anisotropie-Grads ist die Richtungs-Abweichung mit 9° nur gering. Dies hat seine Ursache darin, daß Feldrichtung und die Richtung (bzw. die Ebene) leichter Magnetisierbarkeit eng benachbart sind. (Bei obiger Anisotropie beträgt die maximale Richtungsabweichung 37° , wenn das Feld eine Richtung von $D = 125^\circ$, $I = 62^\circ$ hat). Bei der CARM ist auf Grund des geringen Anisotropie-Grads von 5 % der betroffenen magnetischen Bereiche der Einfluß der Anisotropie zu vernachlässigen. (Die Richtungsabweichung ist kleiner als der Winkel $\alpha_{95} = 6,5^\circ$ des Konfidenzkreises).

b) Remanente Magnetisierung der Proben aus Ha 7

Der Anisotropie-Grad dieser Proben ist über das gesamte Koerzitivkraft-Spektrum etwa konstant gleich 40 %. Für die NRM bzw. CARM erhält man nach Eliminierung (A) des Anisotropie-Einflusses folgende Werte:

NRM: $D = 190^\circ$, $I = 14^\circ$

NRM (A): $D = 183^\circ$, $I = 19^\circ$

CARM: $D = 190^\circ$, $I = 12^\circ$

CARM (A): $D = 186^\circ$, $I = 1^\circ$

Die Winkelabweichung beträgt also etwa 10° . Möglicherweise ist der Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der CARM geringer. Nach Stacey (1974) verringert eine Wechselfeld-Entmagnetisierung in Mehrbereichs-Teilchen die Anisotropie-bedingte Abweichung: Auf Grund der induzierenden Wirkung des Wechselfeldes ist das effektive Feld am Ort des Erzkorns in der Richtung größter Magnetisierbarkeit auch am größten. Bei der thermischen Entmagnetisierung ist in Mehrbereichs-Teilchen dagegen eher der umgekehrte Effekt zu erwarten, da die Richtung leichter Magnetisierbarkeit auch die Richtung größter Stabilität ist (Minimum der freien Energie).

Ein Vergleich der Magnetisierungs-Richtungen nach thermischer und Wechselfeld-Entmagnetisierung (Abb. 6.4, 6.5) ergab jedoch keine signifikanten Unterschiede, die durch einen unterschiedlichen Anisotropie-Einfluß zu erklären gewesen wären.

3) Pollagen

a) Proben aus Ha 3-6.

Ist die sekundäre Magnetisierung während der Regionalmetamorphose gebildet worden, so muß unter Umständen eine tektonische Korrektur durchgeführt werden, wenn die Metamorphisierung noch vor der Überschiebung des Paläozoikums durch die Münchberger Gneismasse stattfand.

Bei einer Entstehung der NRM während der möglichen Kontaktmetamorphose (oberes Karbon/unteres Perm), wäre die NRM-Richtung bereits die Paläorichtung (Pol: $\lambda = 135^\circ$ E, $\varphi = 35^\circ$ N, Abb.6.15).

Aus der Lage des Anisotropie-Ellipsoids der Suszeptibilität ergibt sich das Maß der tektonischen Korrektur, die die Richtung schwerer Magnetisierbarkeit ($D = 164^\circ$, $I = 45^\circ$) wieder vertikal stellt (Kap.6.7). Mit dieser Korrektur ergibt sich eine Richtung von $D = 41^\circ$, $I = -6^\circ$, aus der sich entsprechend der geographischen Lage ($\lambda = 12^\circ$ E, $\varphi = 50^\circ$ N) eine Pollage von $\lambda = 144^\circ$ E, $\varphi = 26^\circ$ N ergibt.

Auf Grund der Pollagen mit und ohne tektonischer Korrektur (Abb.6.15) erscheint die Bildung der sekundären Magnetisierung vor der NW-Verkipfung doch wahrscheinlicher (höhere Paläobreite), wenn auch diese Pollage von den entsprechenden Pollagen Carbon/Devon der europäischen Polwanderungskurve immer noch um etwa 20° abweicht.

Auch die der CARM entsprechende Pollage ($\lambda = 150^\circ$ E, $\lambda = 1^\circ$ N) stimmt nur hinsichtlich der Breite etwa mit der zu erwartenden ordovizischen Pollage überein.

b) Proben aus Ha 7.

Die der NRM entsprechende Pollage ($\lambda = 176^\circ$ E, $\varphi = 3^\circ$ N) weist auf eine Entstehung der Remanenz im Ordovizium hin. Damit wird die Annahme bestätigt, daß die NRM dieser Proben eher eine primäre Magnetisierung ist. Auch der CARM dieser Proben entspricht eine Pollage ($\lambda = 179^\circ$ E, $\varphi = 16^\circ$ N) ähnlichen Alters. Das bedeutet, daß die remanente Magnetisierung der Ha 7-Proben zum großen Teil ordovizischen Ursprungs wäre. Die NRM könnte noch zu einem gewissen Anteil eine sekundäre Magnetisierungs-Komponente enthalten. Damit könnte zwanglos die für eine ordovizische Entstehung etwas zu große Inklination der NRM erklärt werden (Vergleiche die Richtungs-Änderung der NRM der Proben aus Ha 3-6 im Zuge der Entmagnetisierung sowie die NRM der Ha 8-Proben). Dasselbe gilt auch für die CARM der Ha 3-6-Proben.

Jedoch ist auch die sekundäre Entstehung der CARM von Ha 7 nicht auszuschließen. Auf Grund des magnetisierenden Feldes einer primären Phase kann die Richtung einer sekundären Remanenz von der Richtung des äußeren Feldes abweichen.

Es fällt auf, daß sowohl die Richtung der sekundären, wie die der charakteristischen Remanenz der Proben Ha 3-6 bezüglich der geographischen Breite mit den Pollagen des entsprechenden Alters etwa übereinstimmen, bezüglich der geographischen Länge jedoch eine Drehung um etwa $10-15^\circ$ gegen den Uhrzeigersinn erforderlich

eine Drehung um etwa $10-15^\circ$ gegen den Uhrzeigersinn erforderlich wäre, um die Pollagen mit der Polwanderungskurve von Europa (PWK EU) zur Deckung zu bringen. Für eine solche Drehung des Vorkommens, aus dem die Proben Ha 3-6 stammen, gibt es zwei Argumente:

- 1) Die Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit weichen um etwa $10-20^\circ$ im Uhrzeigersinn von den Polen der s-Flächen der umgebenden Phycodenschichten ab (Abb. 6.9 und 6.14).
- 2) Zwischen der mittleren Richtung leichter Magnetisierbarkeit der Proben 3-6 (54/27) und 7/8 (33/30) besteht eine Abweichung in der Deklination von etwa 20° im selben Sinn.

Eine solche Drehung kann mit der spätvariskischen Schollenverwerfung zusammenhängen, die in herzynisch streichender Richtung aufbrachen und eine antithetische Verkippung nach NE verursachten.

Mit einer solchen Korrektur ergeben sich eine devonisch/karbonische Pollage für die sekundäre Magnetisierung und eine ordovizische für die primäre Magnetisierung.

Nach Eliminierung des Anisotropie-Einflusses ist die Übereinstimmung der Pollagen mit der Polwanderungskurve etwas größer.

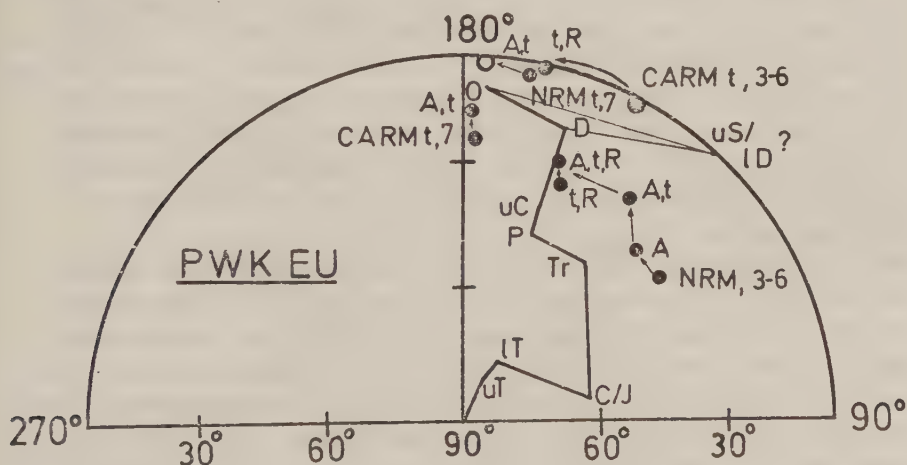


Abb.6.15: Pollagen der natürlichen und charakteristischen remanenten Magnetisierung (NRM, CARM) der Diabas-Proben von Hallerstein im Vergleich zur Polwanderungs-Kurve von Europa (PWK EU) nach McElhinny (1973).

A: Pollage nach Eliminierung des Anisotropie-Einflusses,
t: Pollage nach tektonischer Korrektur (Str.: 250° , F: 60°),
R: Pollage nach einer Drehung um 15° gegen den Uhrzeigersinn.

7. Der Diabas von Escherlich (Es)

7.1 Geologie und Tektonik des Paläozoikums im SW der Münchberger Gneismasse (MM).

Die Diabase von Escherlich liegen, wie die von Hallerstein, im Paläozoikum thüringischer Fazies und sind wie diese ordovizischen Ursprungs (mündl. Mitteilung von G. Stettner).

In der Nachbarschaft finden sich drei wichtige tektonisch-geologische Elemente (Abb.7.1): Im NW beginnt der Bernecker Gneiskeil, ein "vorgeschobener" Teil der Münchberger Gneismasse, der ein höheres Stockwerk der Gneismasse ist. Er ist die liegende Scholle einer großen Verwerfung (Hofmann 1956, S. 86). Dadurch wurden höhere Stockwerke vor Abtragung verschont. Die süd-östlich vorgeschobene Lage (besonders deutlich auch am Verlauf des paläozoischen Schieferbandes zu erkennen) erklärt sich durch das NW-wärts gerichtete Einfallen der tektonischen Einheiten (Wurm 1962).

In nächster Nachbarschaft liegen die (Schüllerschen) Epigneise, epizonal eingeformte Granite (Schüller 1936), die nicht mehr kontaktmetamorph überprägt wurden. Nach Sannemann (1958) bildeten diese Epigneise ein stauendes Hindernis für die SE-gerichteten Aufschiebungsvorgänge. Daher nimmt das NW-gerichtete Einfallen der Schieferungsflächen von NW gegen SE zu, um schließlich in der Nähe der Schüllerschen Epigneise des Fichtelgebirges nach SE umzukippen.

Das dritte Element ist die den Bernecker Gneiskeil begrenzende herzynisch streichende Fränkische Linie, an der es postsudetisch zu Heraushebungen des östlichen Teils kam und zu Verwerfungen mit NE- bis ENE-gerichteten Verkippungen. Sannemann (1958) findet am SW-Rand der Gneismasse zwei sich überschneidende Linear-systeme, eines mit dem üblichen erzgebirgisch streichenden B und eines mit NNW-SSE gerichtetem B', das er in Zusammenhang mit dem Streichen der östlich fallenden Überschiebungen (Entstehung der Fränkischen Linie) bringt.

Abb. 7.2 zeigt in einer gefügetektonischen Karte von Sannemann ein Diagramm (17) des Paläozoikums südlich des Bernecker Gneiskeils. Bei mäßigem Einfallen streuen die Streichrichtungen von Nord bis Ost.

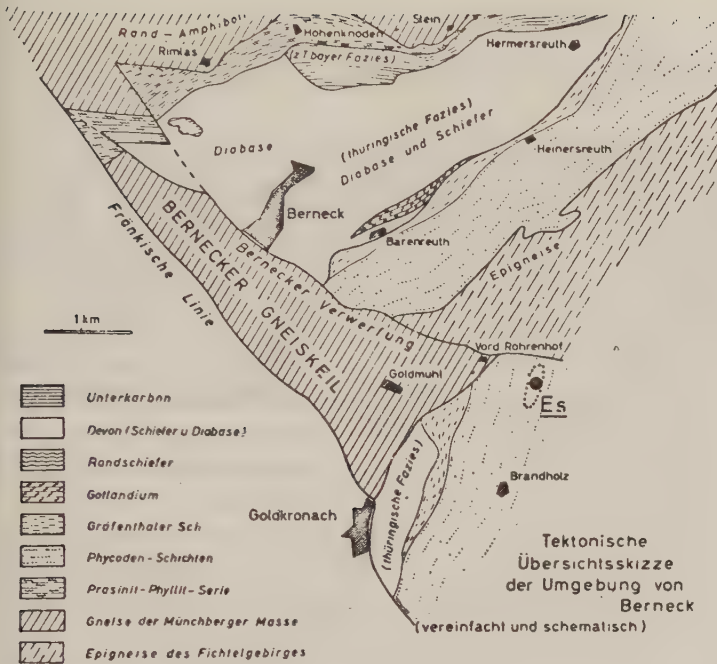


Abb.7.1 (aus Wurm 1962):
Übersichtskarte der Umgebung von Bad Berneck. Mit Es ist die Lage des Diabas von Escherlich gekennzeichnet.

Beilagetafel 8
Vereinfachte tektonische Übersichtskarte der Umgebung von Berneck. (Nach Aufnahmen von WOLFG. SANNEMANN 1952 und 1954.)

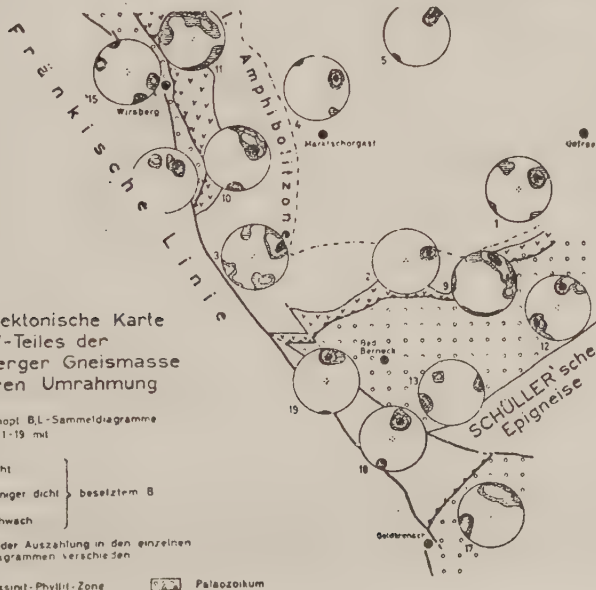


Abb.7.2 (aus Sannemann 1958):
Gefügetektonische Karte des SW-Teils der Münchberger Gneissmasse (Ausschnitt).

7.2 Erzmikroskopie und $J_s(T)$ -Kurven

In den Anschliffen der Es-Proben erkennt man unter dem Mikroskop ähnliche Zersetzungs-Erscheinungen der Erzphasen wie bei den Diabasen von Hallerstein. Im Gegensatz zu diesen sind jedoch in den ehemaligen Titanomagnetit-Körnern kaum noch Ilmenit-Lamellen oder pseudomorph abgebildete Strukturen davon zu erkennen. Die großen (μm 100 μm) eigenständigen Ilmenit-Körner sind dagegen z.T. nur am Rande von einer Mineralumwandlung erfaßt (wahrscheinlich in Titanit). Die Bedeckung mit einem magnetischen Kolloid zeigte, daß die vollkommen umgewandelt erscheinenden Magnetit-Erzkörner magnetische Bereiche aufwiesen, deren Blochwand-Strukturen meist meanderförmig ausgebildet waren. In kleineren isolierten Bereichen zeigten sich auch 180° -Wandbereiche. Zum Teil (vorallem in Proben aus Es 3) war auch Pyrit vorhanden. Diese Proben wiesen einen höheren Grad der Umwandlung auf, sichtbar an der stärkeren Umwandlung der eigenständigen Ilmenit-Körner.

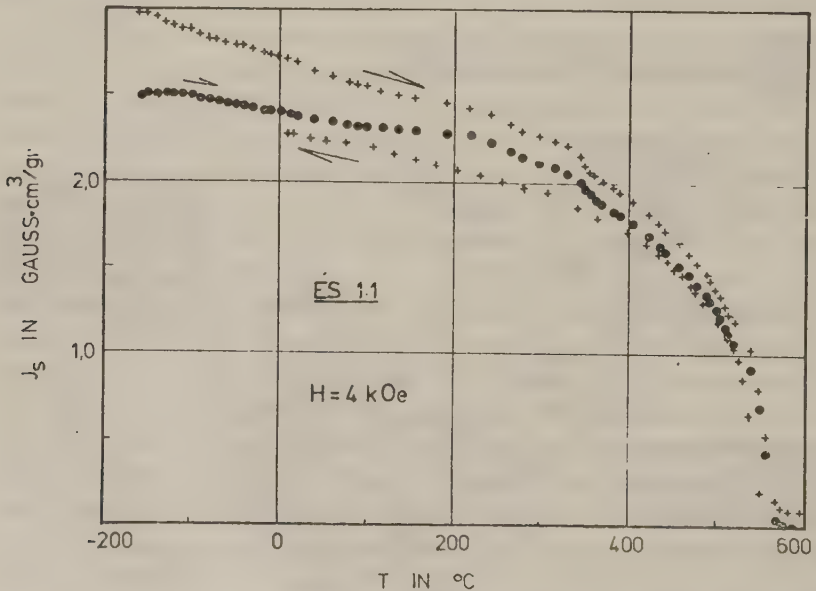


Abb.7.3: Abhängigkeit der Sättigungs-Magnetisierung (Feld H : 4 kOe) von der Temperatur. Kreuze: gesamte Intensität, Punkte: ferrimagnetischer Anteil (nur für die Aufheizkurve gezeichnet). Die Pfeile geben die Richtung der Temperatur-Änderung an.

$J_s(T)$ -Kurven

Aus den $J_s(T)$ -Kurven (Abb. 7.3) folgt, daß die Erzphase im wesentlichen aus Magnetit besteht. Zwischen 320° und 350° erkennt man das Zusammenbrechen einer zweiten Phase. Bei Wiederabkühlung erreicht die Magnetisierung nicht mehr die ursprüngliche Intensität.

Die Kurven haben etwa den gleichen Verlauf wie die der Diabase von Hallerstein. Daher ist anzunehmen, daß auch bei diesen Diabas-Proben durch Tieftemperatur-Oxydation die (Titano(?)-) Magnetit-Phase zum Teil magnetisiert wurde.

7.3 Natürliche und charakteristische remanente (NRM, CARM) Magnetisierung

Aus dem Steinbruch bei Escherlich (Steinwerke Kufner, alter Steinbruch) wurden aus einer NE-SW-verlaufenden Sohle vier orientierte Handstücke in einem Abstand von etwa 70 m entnommen, beginnend mit Handstück 1 im nördlichen Teil (R: 4481190, H: 5543240).

Aus den Handstücken wurden zylindrische Kerne in NS-EW- und vertikaler Richtung gebohrt. Beim Messen der NRM zeigte sich, daß die Proben eine von der Orientierung der Kerne abhängige Magnetisierung besaßen: die Richtungen der NRM lagen mehr oder weniger (im Mittel $\pm 30^\circ$) in Richtung der Zylinderachsen. Das heißt: die Proben hatten eine viskose remanente Magnetisierung (VRM) erworben, sei es während des Bohrens der Kerne, sei es während der Zeit der Lagerung im Labor.

Es wurden Pilotproben thermisch und im Wechselfeld entmagnetisiert, um die VRM zu beseitigen und eine CARM zu finden. Abb. 7.4 zeigt die Intensitätsabnahme mit zunehmender Entmagnetisierung. Die NRM setzt sich demnach zum größten Teil (90 %) aus einer instabilen Komponente zusammen, die bis etwa 200 Oe Wechselfeld-Stärke abgebaut wird sowie aus einem stabilen Restanteil, der auch noch bei höheren Feldstärken von 1200 Oe (nicht mehr im Diagramm) nicht abgebaut wird. Dagegen zeigt die thermische Entmagnetisierung eine (allerdings nicht sehr ausgeprägte) Dreiteilung des Blockungs-Temperatur-Spektrums. Ein erster Bereich mit Temperaturen bis

zu 150°C : In diesem Intervall wurde bei einigen Proben bei ca. 50°C ein Anstieg der Magnetisierung gemessen. Dieses Intervall ist wahrscheinlich der Bereich, in dem die VRM gebildet wird. Das zweite Intervall reicht bis zu Temperaturen von 320°C . Bis zu dieser Temperatur werden fast $2/3$ der NRM beseitigt. Ein Vergleich mit den $J_s(T)$ -Kurven läßt vermuten, daß die bei höheren Temperaturen (350°C) zusammenbrechende Erzphase (Magnetit) diese Intensitätsabnahme verursacht. Die Verteilung der Blockungs-Temperaturen für höhere Temperaturen konnte nicht vollständig erfaßt werden, da der Ofen nur Aufheiztemperaturen von ca. 560°C gestattet. Es ist jedoch auf Grund der $J_s(T)$ -Kurven anzunehmen, daß Magnetitkörner die Träger dieses Blockungs-Temperatur-Bereichs sind.

Eine Korrelation der Intensitätsabnahme mit den Richtungen der Magnetisierungs-Vektoren war nur bedingt möglich. Zum großen Teil änderten sich die Richtungen, die von Probe zu Probe z.T. recht unterschiedlich waren, beim Entmagnetisieren innerhalb einer gewissen Streubreite nur wenig, vorallem bei thermischer Entmagnetisierung.

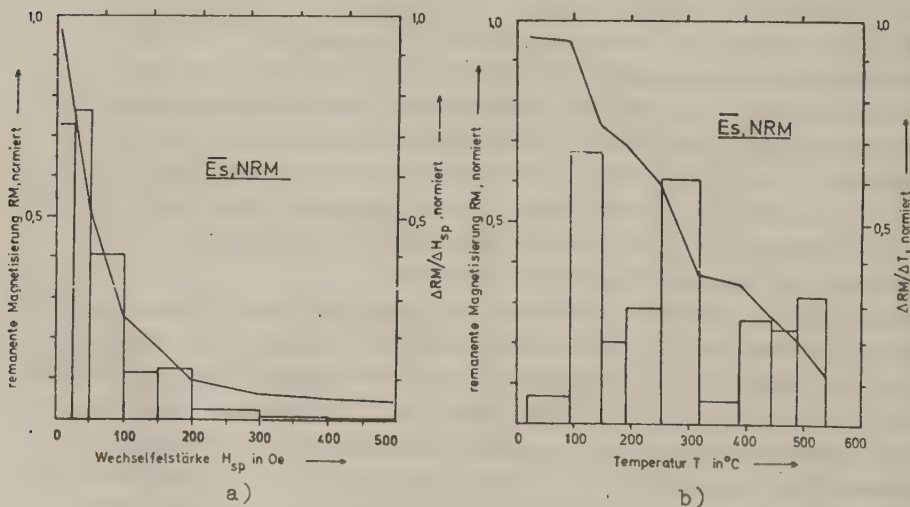


Abb.7.4: Intensitäts-Abnahme der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) bei thermischer (b) und Wechselfeld-Entmagnetisierung (a) im Mittel über 8 Proben. Die eingezeichneten Rechtecke sind ein Maß für die zwischen zwei Entmagnetisierungs-Schritten zerstörte Magnetisierung (Koerzitivkraft- und Blockungstemperatur-Spektrum der NRM).

Bis 200 Oe Wechselfeldstärke änderten sich im Mittel die Richtungen gegenüber der NRM-Richtung kaum, obwohl die Intensität auf etwa 10 % abnahm.

Da die Ergebnisse der Pilotproben nicht signifikant genug waren, wurden alle Proben mit 200, 600, und 1250 Oe entmagnetisiert. Abb.7.5 zeigt im Mittel über je ein Handstück die Änderung der Richtungen

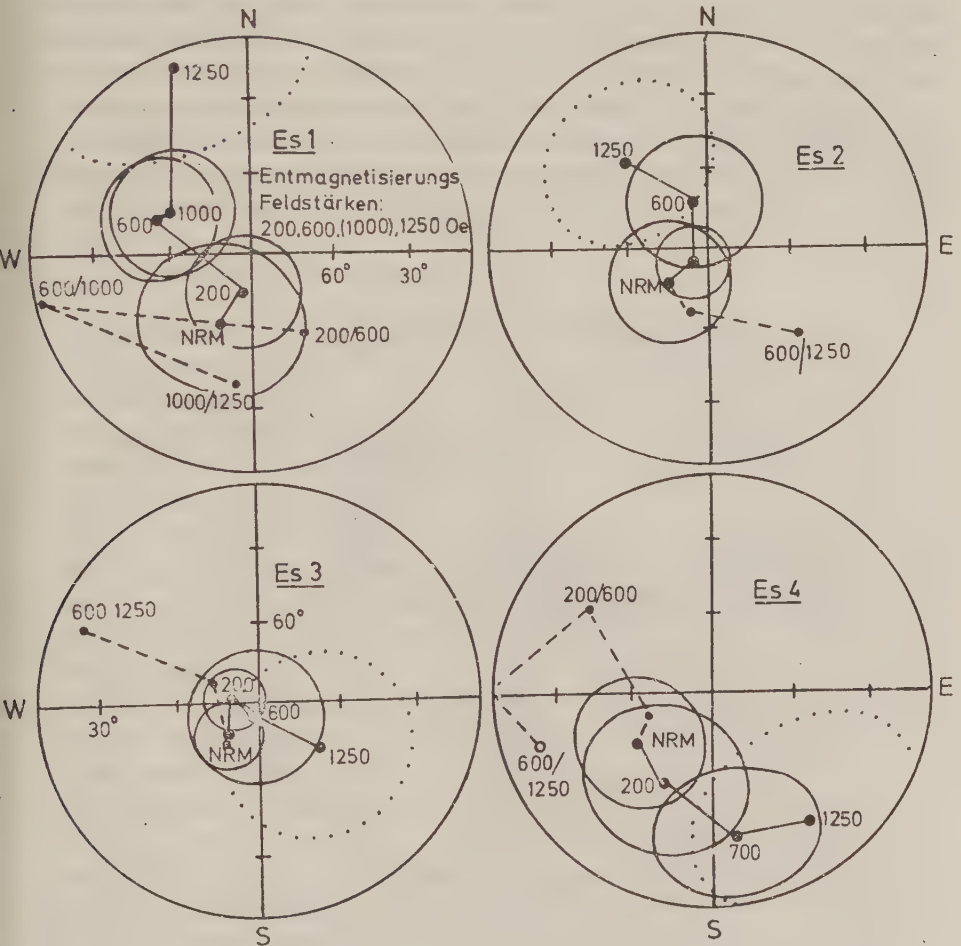


Abb.7.5: Richtungs-Änderung der Magnetisierung im Mittel über je ein Handstück bei fortschreitender Wechselfeld-Entmagnetisierung (NRM, 200, 600, 1250 Oe) (durchgezogen) mit den entsprechenden α_s -Kreisen. Gestrichelt: Änderung der Richtung der zwischen zwei Entmagnetisierungs-Schritten zerstörten remanenten Magnetisierung.

im Laufe der Entmagnetisierung. Wie sich schon bei den Pilotproben zeigte, bleibt die Richtung bis etwa 200 Oe in der Nähe der NRM-Richtung. Trotz der überlagerten VRM besaß also die NRM bereits diese charakteristische fast vertikale Richtung ($D=194^{\circ}, I=77^{\circ}$), weil sich im Mittel über die unterschiedlich orientierten Proben die VRM in etwa aufhob.

Über die vier Handstücke gemittelt erhält man nach der Entmagnetisierung mit 200 Oe eine Richtung von $D = 220^{\circ}$, $I = 80^{\circ}$ mit dem Präzessions-Parameter $k = 28,4$ und $\alpha_{95} = 17,2^{\circ}$ (bei $n=4$) (Abb.7.6). Je größer die Streuungen innerhalb eines Handstücks sind, desto größer ist die Abweichung des Handstück-Mittels vom gesamten Mittel. Aus Abb.7.5 geht hervor, daß die bis 200 Oe Wechselfeldstärke abgebaute Remanenz in ihrer Richtung nicht signifikant von der NRM abweicht.

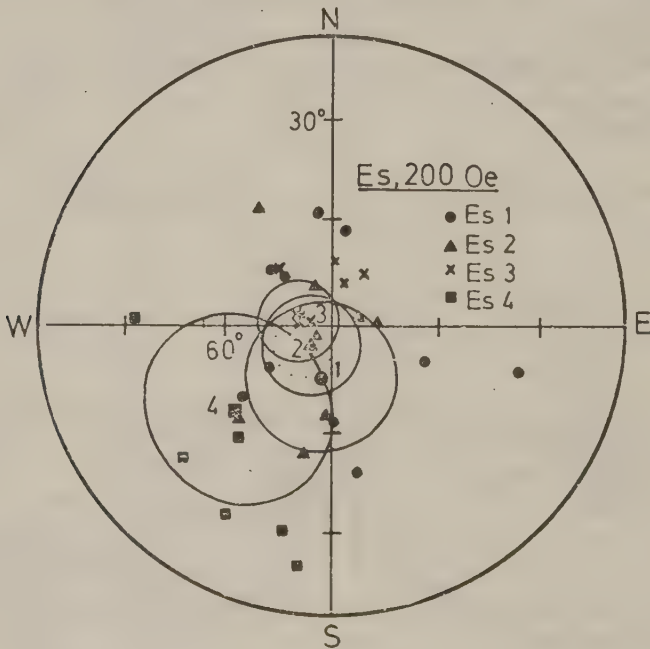


Abb.7.6: Richtungen der nach Wechselfeld-Entmagnetisierung mit 200 Oe verbleibenden natürlichen remanenten Magnetisierung der Proben aus den Handstücken Es 1 bis Es 4. Es wurde jeweils über ein Handstück gemittelt und die entsprechenden α_{95} -Kreise eingetragen.

Mit den weiteren Entmagnetisierungen nehmen die Streuungen der Magnetisierungs-Vektoren innerhalb der Handstücke zu. Für die verschiedenen Handstücke läßt sich eine unterschiedliche Tendenz der Richtungen erkennen. Während die äußeren Handstücke 1 und 4 eine Wanderung der Magnetisierungs-Richtung in NNW bzw. SSE bis SE erkennen lassen, bleiben die Richtungen der Handstücke 2 und vor allem 3 relativ stabil. Da die Streuungen z.T. sehr groß werden und auch die Lage der Differenz-Vektoren (gestrichelte Linie) nicht mit der der Restmagnetisierung übereinstimmt, wie es bei Erreichen einer stabilen Magnetisierungs-Komponente zu erwarten ist, kann auch bei 1200 Oe nicht von einer charakteristischen remanenten Magnetisierung gesprochen werden.

7.4 Anisotropie der Suszeptibilität

Die Diabase von Escherlich besitzen eine hohe Suszeptibilität von im Mittel $360 \cdot 10^{-5}$ cgs-Einheiten. (Mittelwert über 8 Diabasvorkommen bei Königsberger (1936): $140 \cdot 10^{-5}$ cgs-Einheiten). Bei einer durchschnittlichen Intensität der NRM von $81,2 \cdot 10^{-5}$ Gauss ist der Q-Faktor gleich 0,50 (Feld H: 0,45 Oe), ein für paläozoisches Gestein üblicher Wert.

Aus der mittleren Sättigungs-Magnetisierung von $2,0 \frac{\text{Gauss} \cdot \text{cm}^3}{\text{gr}}$ ergibt sich für die vermutete Magnetit-Erzphase (siehe Kap. 7.2) ein Erzanteil von 1,1 % und damit eine eigentliche Suszeptibilität der Erzkörner von 0,33 cgs-Einheiten.

Die Messung der Anisotropie der Suszeptibilität ergab keine einheitliche Ausrichtung der Hauptachsen über das gesamte Vorkommen. Jedoch sind die Achsen in den einzelnen Handstücken abgesehen von einer gewissen Streuung gleichsinnig ausgerichtet (Abb.7.7).

Die Streuung, ausgedrückt durch den α_{95} -Konfidenzkreis, ist mit $\alpha_{95} = 10,6^\circ$ bzw. $7,4^\circ$ für die Richtung größter bzw. kleinster Suszeptibilität für die Handstücke 1,2,3 bei durchschnittlich 4 Tensor-Bestimmungen pro Handstück nicht groß. Für Handstück Es 4 sind die entsprechenden Winkel etwa doppelt so groß. (Auch die Magnetisierungs-Vektoren dieses Handstücks zeigten größere Streuung als die restlichen Handstücke).

Der mittlere (HF) - Anisotropie-Grad beträgt 3,4 %, wobei Handstück 3 durch einen besonders hohen Grad von 5,8 % auffällt

(gegenüber im Mittel 2,6 % bei Es 1, 2 und 4). Proben aus Es 2 und Es 3 wurden auch im Gleichfeld mit dem Induktometer vermessen. Der so gemessene Anisotropie-Grad betrug 5,8 % bzw. 16,0 %, war also um den Faktor 2,6 größer als der HF-Wert. Zum Vergleich: für den Ha-Diabas war das Verhältnis 2:1. Das höhere Verhältnis für den Es-Diabas läßt sich qualitativ mit seiner höheren Suszeptibilität begründen (siehe Kap. 4.3).

Der tatsächliche mittlere (Gleichfeld-)Anisotropie-Grad ist damit 8,7 %.

Der q-Faktor, als Maß für die Form des Anisotropie-Ellipsoids, ist im Mittel 0,92, das entspricht einem Verhältnis der Hauptachsen-Werte bei obigem Anisotropie-Grad von 104 : 100 : 95,3, d.h. Lineation und Foliation sind etwa gleich stark ausgeprägt. Damit steht in Übereinstimmung, daß die Richtungen größter und kleinster Suszeptibilität etwa gleich stark streuen ($\alpha_{95} < 9^\circ$). Betrachtet man die Richtungsverteilung der Hauptachsen von Handstück zu Handstück, so zeigt sich eine stetige Wanderung der Richtung kleinster Suszeptibilität aus der vertikalen Richtung (Es 1) bis zu einer horizontalen Lage in NW-SE-Richtung für Es 4. In der Figur (Abb. 7.7d) zu Es 4 ist gestrichelt der Verlauf der Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit eingezeichnet.

Diese SE-NW-Richtung ist die Richtung, in der die Münchberger Gneismasse zwischen Fichtelgebirge und Frankenwald eingengt wurde. Es liegt nahe, die zunehmende Verstellung des Anisotropie-Ellipsoids mit dieser Einengung in Zusammenhang zu bringen. Das heißt, entweder drückt sich darin eine zunehmende Steilstellung aus oder das Abbild einer Faltung von der Größenordnung weniger hundert Meter. Die Richtungen leichter Magnetisierbarkeit liegen nicht wie die des Ha-Diabas in Richtung des erzgebirgischen Streichens, sondern eher in der von Sannemann festgestellten jüngeren B' - (NNW) - Richtung.

Die Es-Diabase liegen in Phycodenschichten, die ganz ähnlich gelagert sind, wie die bei Hallerstein: SW-NE-gerichtetes Streichen der Faltenachsen, Einfallen der Schieferflächen nach NW. Über den Grad des Einfallens konnten keine genauen Angaben gefunden werden. Nach Sannemann (siehe Kap. 7.1) muß jedoch allgemein ein steiles Einfallen angenommen werden, wie es etwa der Lage der schweren Richtungen der Es 3-Proben entspricht. Möglicherweise deutet sich in dem unterschiedlichen Einfallen der Richtungen kleinster Sus-

zeptibilität eine in Richtung der Epigneise und durch sie bedingte zunehmende Verstellung an, wie sie Sannemann (1958) für die nördlich der Epigneise gelegenen Phycoden-Schichten fand. Eine notwendige tektonische Korrektur bestände dann darin, die Faltung bzw. unterschiedliche Steilstellung rückgängig zu machen.

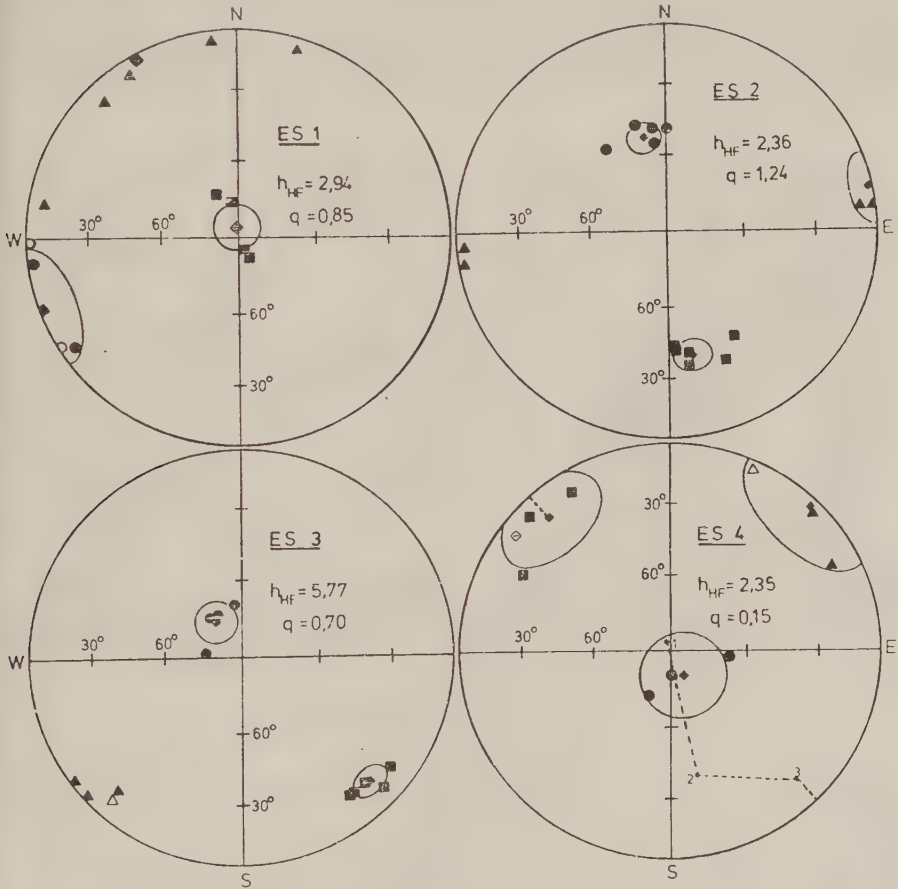


Abb.7.7: Lage der Hauptachsen des Anisotropie-Ellipsoids der Suszeptibilität für die Handstücke Es 1 bis 4. $\odot$ = Richtung größter Suszeptibilität. Δ = Richtung mittlerer und $\square$ = Richtung kleinster Suszeptibilität. In der Figur für Es 4 sind die mittleren Richtungen kleinster Suszeptibilität der anderen Handstücke eingetragen. Man erkennt ein zunehmend flacheres Einfallen von Es 1 bis Es 4.

7.5 Anisotropie der anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM)

Es wurde die Anisotropie bei der Erzeugung der ARM für je eine Probe aus den vier Handstücken gemessen, für Wechselfeldstärken von 50, 100, 200, 400 und 800 Oe. Das Gleichfeld hatte eine Intensität von 1 Oe. Abb. 7.8 zeigt die Ergebnisse.

Lage der Hauptachsen: Die Richtungskonstanz der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit ist weitaus größer als die der Hauptachsen

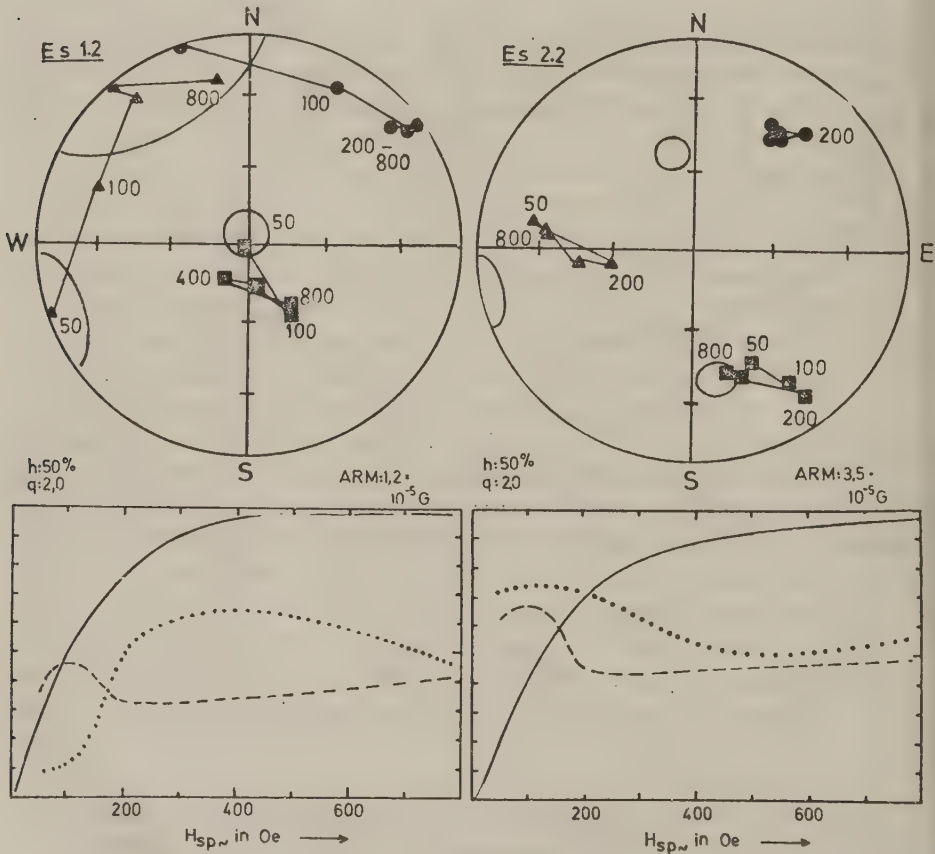
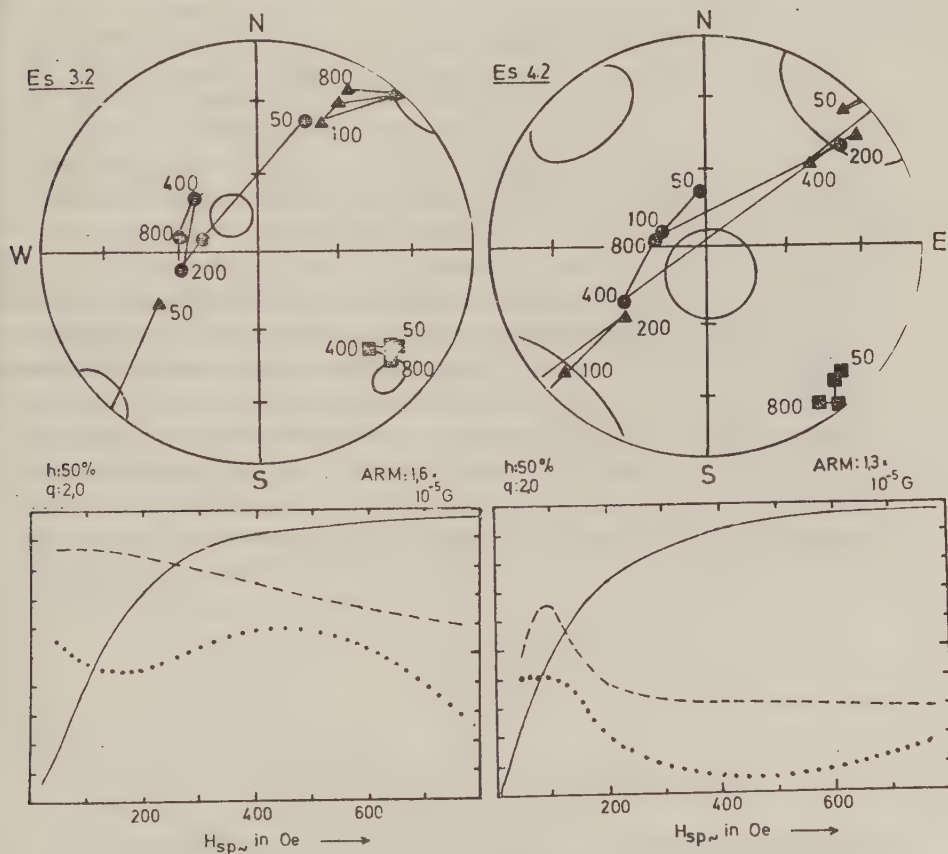


Abb. 7.8, oben: Lage der Hauptachsen des Anisotropie-Ellipsoids der anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM), eingezeichnet im Schmidtschen Netz, in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke (Zahlen neben den Richtungen).

● Richtung leichter Magnetisierbarkeit, ▲ Richtung mittlerer und ■ Richtung schwerer Magnetisierbarkeit. (Fortsetzung Bildunterschrift nächste Seite).

leichter und mittlerer Magnetisierbarkeit, die z.T. von einem Magnetisierungs-Schritt zum anderen ihre Lage vertauschen. Dies ist immer dann der Fall, wenn der q-Faktor sehr klein wird, d.h. wenn das Anisotropie-Ellipsoid mehr in Richtung eines abgeplatteten Rotations-Ellipsoids entartet ist, in welchem beide Achsen nicht mehr unterscheidbar sind.

Für die vier Proben ergibt sich aber keine einheitliche systematische Änderung der Anisotropie-Parameter in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke. Der q-Faktor bleibt im Mittel über die vier Handstücke.



Zusätzlich sind die $\propto 95$ -Kreise der entsprechenden Hauptachsen der Suszeptibilität eingezeichnet.

Abb. 7.8, unten: Erzeugte ARM (durchgezogen), Anisotropie-Grad h (gestrichelt) und Formfaktor q (gepunktet) in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke. (Zu den Anisotropie-Parametern h, q siehe Kap. 3.2).

relativ konstant (zwischen 0,75 und 0,90). Der Anisotropie-Grad h nimmt mit wachsender Feldstärke etwas ab, von 34 % bei 100 Oe auf 26 % für Feldstärken über 300 Oe.

Die Probe aus dem Handstück Es 3, dessen Anisotropie-Grad der Suszeptibilität etwa doppelt so groß ist, wie der der übrigen Handstücke ist auch bezüglich der ARM stärker anisotrop (h zwischen 30 und 40%).

7.6 Vergleich zwischen der Anisotropie der Suszeptibilität und der der anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM)

In Abb. 7.8 sind für die Handstücke Es 1 bis 4 neben den Hauptachsen des Anisotropie-Ellipsoids der ARM auch die entsprechenden α_{95} -Kreise für die Hauptachsen der Suszeptibilität eingezeichnet. Am besten ist die Übereinstimmung für die gut ausgeprägten Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit. Die z.T. unterschiedliche Orientierung der Vorzugsrichtungen der Suszeptibilität und der remanenten Magnetisierung ist auf die geringe Ausprägung einer solchen Richtung, vor allem bei der remanenten Magnetisierung, zurückzuführen. Die Proben aus den Handstücken 1 und 4, deren Vorzugsrichtungen der Suszeptibilität am stärksten streuen, zeigen auch für die remanente Magnetisierung eine weniger gut definierte Vorzugsrichtung.

Interessant ist das Verhältnis der Anisotropie-Grade.

Für die Handstücke 1, 2 und 4 folgt:

$$h_{\overline{\text{ARM}}} / h_{\text{Susz.}} = 22,3 \% / 6,27 \% = 3,55 : 1$$

Für Handstück 3:

$$h_{\overline{\text{ARM}}} / h_{\text{Susz.}} = 38,1 \% / 16,0 \% = 2,38 : 1$$

Um bei einer eigentlichen Suszeptibilität der Erzkörner von 0,33 cgs-Einheiten eine Anisotropie von 6,3 % zu messen, kann man im Mittel ein Verhältnis der Entmagnetisierungs-Faktoren $N_a = N_b, N_c$ von etwa N_c/N_a wie 1,432/1,284 annehmen. Damit wird das Verhältnis der Suszeptibilitäten:

$$R_i = \frac{\chi_{\max}}{\chi_{\min}} = \frac{1 + N_c \cdot \chi}{1 + N_a \cdot \chi} = \frac{2,48}{2,33} = 1,066 \text{ (entspricht } h = 6,2\%)$$

Für die remanente Magnetisierung gilt im Falle von Mehrbereichs-Teilchen nach (6.13):

$$R_{RM} = \frac{J_{r,\max}}{J_{r,\min}} = R_i \frac{N_c}{N_a} = 1,19, \text{ entspricht } h = 17,4 \%, \\ \text{gemessen: } h = 20,0 \% (H_c \leq 50 \text{ Oe})$$

Für Einbereichs-Teilchen gilt nach (6.14):

$$R_{RE} = \frac{J_{r,\max}}{J_{r,\min}} = \frac{N_c}{N_a} = 1,12, \text{ entspricht } h = 10,9 \%, \\ \text{gemessen: } h = 14,0 \% (H_c \geq 200 \text{ Oe})$$

Für die Proben aus Es 3 muß man ein Verhältnis der Entmagnetisierungs-Faktoren von 1,56 zu 1,22 annehmen. Damit errechnet sich ein Anisotropie-Grad für Mehrbereichs-Teilchen von 40 % gegenüber einem gemessenen Anisotropie-Grad von 43 % ($H_c \leq 100 \text{ Oe}$) und für Einbereichs-Teilchen ein Wert von 24,5 % gegenüber dem gemessenen von 26,3 % ($H_c \geq 400 \text{ Oe}$).

Die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten ist recht gut, vorallem für Mehrbereichs-Teilchen.

Für die q-Faktoren ergibt sich folgender Vergleich:

Für die Handstücke 1,3 und 4 ist:

$$q_{\text{Sus}} = 0,90 \quad q_{\text{ARM}} = 0,58$$

Für Handstück 2 ist:

$$q_{\text{Sus}} = 1,38 \quad q_{\text{ARM}} = 1,24$$

Das Form-Ellipsoid der remanenten Magnetisierung ist demnach etwas abgeflachter, die Richtung leichter Magnetisierbarkeit gegenüber der Richtung mittlerer Magnetisierbarkeit weniger deutlich unterscheidbar, als für die Suszeptibilität.

7.7 Analyse der natürlichen und charakteristischen remanenten Magnetisierung (NRM und CARM) unter Berücksichtigung der Anisotropie-Messungen

7.7.1 Bildungs- und Überprägungs-Zeit der Erzminerale

Der Diabas von Escherlich ist während der variskischen Orogenese regionalmetamorph überprägt worden. Wie beim Diabas von Hallerstein ist anzunehmen, daß einer ersten Phase s-tektonischer Prägung eine zweite Phase B-tektonischer Prägung folgte. Auf Grund der Anisotropie der Suszeptibilität ist außerdem eine unterschiedliche Verstellung innerhalb des Vorkommens (Faltung?) anzunehmen. Lassen sich nun diese Ereignisse mit der Einregelung der Erzkörner und ihrer remanenten Magnetisierung korrelieren?

Vergleicht man im Mittel über alle Proben die Anisotropie der Erzkörner in Abhängigkeit von ihrer Koerzitivkraft, so fällt sofort der Anstieg des Anisotropie-Grads für Teilchen mit Koerzitivkräften zwischen 50 und 100 Oe auf (Abb.7.9b). Diese Teilchen zeichnen sich aber auch durch die Orientierung der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit aus (Abb.7.9a). Während die Hauptachsen den Teilchen mit Koerzitivkräften kleiner 50 Oe, wie auch größer 100-200 Oe eine zunehmende Verstellung des Anisotropie-Ellipsoids von Es 1 nach Es 4 abbilden, sind die entsprechenden Hauptachsen der Teilchen mit $50 < H_c < 100$ Oe eng gruppiert ($\alpha_{95} = 9,8^\circ$). (Für die Probe aus Es 1 nähert sich mit dem Wiederanstieg des Anisotropie-Grads für $H_c > 400$ Oe die Richtung schwerer Magnetisierbarkeit wieder der Richtung der Teilchen mit $50 < H_c < 100$ Oe).

Eine Korrelation zwischen dem Anstieg des Anisotropie-Grads und dem q-Faktor ist nicht zu erkennen.

Vergleicht man die Ergebnisse der thermischen und Wechselfeld-Entmagnetisierung, so folgt auf Grund der $J_s(T)$ -Kurven, sowie der Erzmikroskopie (Kap.7.2), daß die remanente Magnetisierung der Maghemit-Bereiche bis etwa 100 Oe abgebaut wird. (Eine partielle TRM von Magnetit-Teilchen könnte ebenfalls zur NRM beitragen.) Es liegt der Schluß nahe, daß die Maghemit-Bereiche, sicher während der Metamorphose entstanden, den Peak im Anisotropie-Grad zwischen 50 und 100 Oe verursachen.

Wenn man die unterschiedliche Orientierung des Anisotropie-Ellipsoids der Handstücke als Folge einer Auffaltung oder Verstellung nach der Einregelung der Erzkörner interpretiert, so folgt, daß die Maghemit-Bereiche nach diesem tektonischen Ereignis gebildet worden sein müssen.

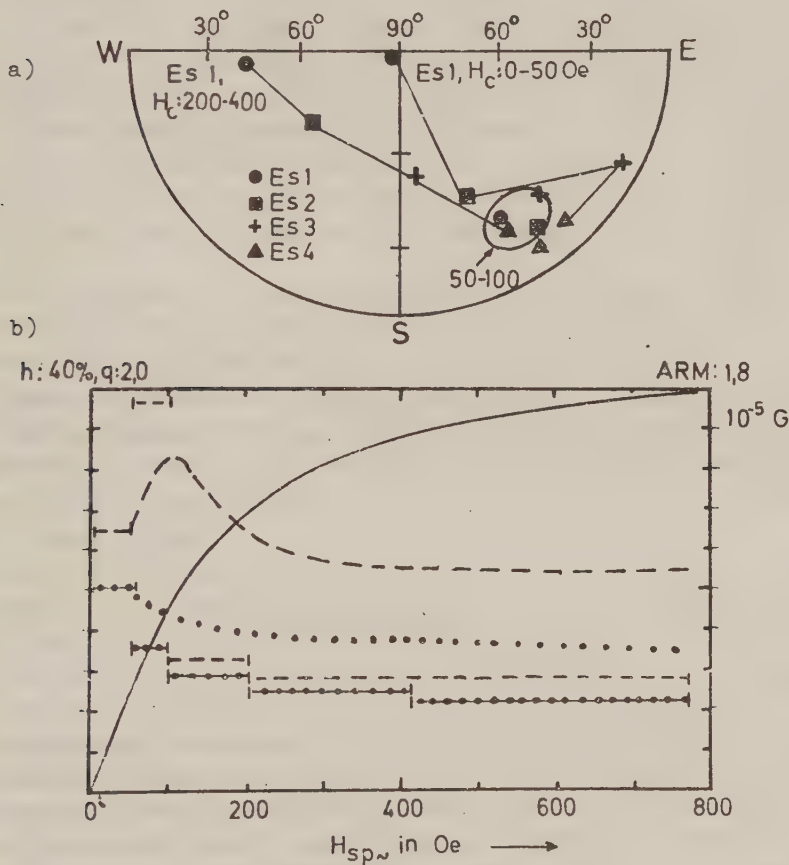


Abb. 7.9a: Richtungen der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit der ARM der Proben aus den Handstücken Es 1 bis Es 4 für die Koerzitivkraft-Bereiche von 0 - 50, 50 - 100, 200 - 400 Oe. Für den Bereich 50 - 100 Oe ist der α_{95} -Kreis für den Mittelwert der vier Handstücke eingezeichnet.

Abb. 7.9b: Die entsprechenden Anisotropie-Parameter: Anisotropie-Grad h (gestrichelt), Formfaktor q (gepunktet). Die Kurven zeigen im Mittel über 4 Handstücke die Parameter der bei der jeweiligen Wechselfeldstärke erzeugten ARM (durchgezogene Kurve), die Balken die Parameter für die oben erwähnten Koerzitivkraft-Bereiche.

Die Teilchen mit Koerzitivkräften kleiner 50 Oe und größer 100-200 Oe sind dagegen älteren Ursprungs. Auf Grund der $J_s(T)$ -Kurven handelt es sich bei diesen Teilchen um Magnetit. Weder Anisotropie-Grad noch die Form des Anisotropie-Ellipsoids dieser Teilchen lassen eindeutig auf eine mehrphasige Überprägung schließen.

Die Abnahme des Anisotropie-Grads mit zunehmender Koerzitivkraft der Teilchen konnte quantitativ in guter Näherung durch den zunehmenden Anteil an Einbereichs-Teilchen gedeutet werden (Kap. 7.6). Der q-Faktor kleiner eins weist auf eine eher s-tektonische Überprägung hin, ebenso die gegenüber der Richtung leichter Magnetisierbarkeit viel eindeutiger definierte Richtung schwerer Magnetisierbarkeit (Abb. 7.8a-d). Dies spricht für eine primäre Magnetit-Phase, die noch von der ersten Phase tektonischer Überprägung erfaßt wurde.

Auf Grund der Variation von Form und Grad der Anisotropie in den einzelnen Handstücken in Abhängigkeit vom Koerzitivkraft-Spektrum hat man den Eindruck, daß z.T. auch Teilchen mit höheren Koerzitivkräften eine zweite Phase der tektonischen Überprägung widerspiegeln (Abb. 7.8). Da jedoch insgesamt über alle Handstücke kein einheitliche Trend erkennbar ist, können diese Phasen nicht eindeutig getrennt werden.

7.7.2 Analyse der remanenten Magnetisierung

a) NRM

Aus der einheitlichen Magnetisierungs-Richtung der NRM der vier Handstücke, bzw. der bis 200 Oe Wechselfeldstärke stabilen Komponente folgt, daß die NRM nach der "Auffaltung" entstanden sein muß. Auf Grund des vorher gesagten erscheint eine Entstehung während der Regionalmetamorphose wahrscheinlich. Dies würde bedeuten, daß die NRM im wesentlichen eine CRM der Magnetit-Bereiche ist. Jedoch kämen als Ursachen auch eine viskose remanente Magnetisierung (VRM) oder eine partielle TRM (Aufdringen der Fichtelgebirgs-Granite) in Frage. Gegen eine VRM spricht die Abweichung von der heutigen Feldrichtung, die auch nicht durch den Einfluß der Anisotropie erklärt werden könnte (Abb. 7.10).

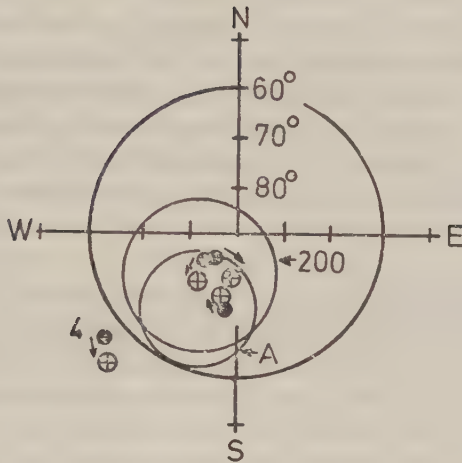


Abb.7.10:
Mittlere Richtungen
der natürlichen rema-
nenten Magnetisierung
der vier Handstücke
nach Wechselfeld-Ent-
magnetisierung mit
200 Oe vor (⊖) und
nach (⊕) Eliminie-
rung des Anisotropie-
Einflusses.

Gegen eine postorogene pTRM spricht die Tatsache, daß die unmittel-
bar angrenzenden Epigneise keine Anzeichen einer Kontaktmetamor-
phose aufweisen. (Die Ansicht von Dünnschliffen bestätigte weder
eine Kontaktmetamorphose, noch ließ sich eine solche mit Sicher-
heit ausschließen).

Nehmen wir an, daß die NRM noch vor der Verkipfung nach NW ent-
standen ist, so läßt sich die notwendige tektonische Korrektur
nach dem in 7.7.1 gesagten mit Hilfe der Richtung schwerer Magne-
tisierbarkeit der ARM für Teilchen mit Koerzitivkräften zwischen
50 und 100 Oe durchführen. Die so erhaltene mittlere NRM-Richtung
läßt sich aber keiner paläozoischen (noch irgendeiner anderen)
Pollage der Europäischen Polwanderungs-Kurve (PKW EU) zuordnen
(Abb.7.13). (Es sei angemerkt, daß sich bei einer angenommenen
Verkipfung des Paläozoikums nach SE eine paläozoische Pollage
ergeben würde. Diese Verstellung widerspricht jedoch dem immer
wieder beobachteten gleichsinnigen Einfallen nach NW.) Eine mög-
liche Entstehung nach oder während der NW-Verkipfung (NRM = Paläo-
richtung) ergibt auch keine überzeugende Pollage.

Nun zeigte sich beim Entmagnetisieren, vor allem der Proben aus
Es 2 (Abb.7.11), daß sich die Richtung der Magnetisierungs-Kom-
ponenten, die zwischen zwei Entmagnetisierungs-Schritten abge-

baut wurden, auf einem vertikal stehenden Großkreis mit NE-SW-Ausrichtung verteilten, während sich die Richtungen der verbleibenden stabilen Komponenten nur wenig änderten. Es ist anzunehmen, daß die NRM aus mindestens zwei Komponenten etwa gleicher Stabilität besteht, die mehr oder weniger antiparallel gerichtet sind. Sei es, daß die Magnetisierungs-Komponenten in erdmagnetischen Feldern verschiedener Polarität entstanden, sei es, daß die sekundäre Magnetisierung (CRM) im entmagnetisierenden Feld einer älteren Phase gebildet wurde.

(Beim Diabas von Hallerstein gab es ein Handstück (Ha 8), das eine ähnliche Richtung der NRM besaß. Diese Handstück nahm eine Zwischenstellung ein zwischen Handstücken mit überwiegend sekundärer (Ha 3-6) und einem Handstück mit überwiegend primärer Magnetisierung (Ha 7).)

Es fällt auf, daß die NRM-Richtung der Proben aus Es 4 deutlich von den Richtungen der übrigen Handstücke abweicht. Diese Proben besitzen die größte Intensität der NRM, wie der Suszeptibilität und den kleinsten Anisotropie-Grad (zusammen mit Es 1). Jedoch entspricht auch dieser Richtung keine europäische Pollage, auch nicht nach einer tektonischen Korrektur des Einfallens nach NW.

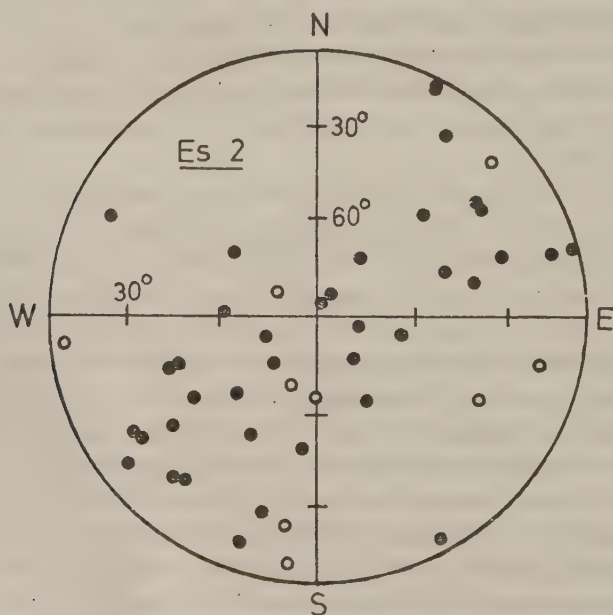


Abb.7.11: Richtungen der zwischen zwei Entmagnetisierungs-Schritten abgebauten Komponenten der natürlichen remanenten Magnetisierung der Proben aus Handstück Es 2.

b) CARM

Mit zunehmender Entmagnetisierung wanderten die Richtungen der verbleibenden stabilen Magnetisierungs-Komponenten der vier Handstücke auseinander. Nach einer Entmagnetisierung mit 1250 Oe war eine Stabilisierung der Richtungen nicht festzustellen. Auf Grund der sehr geringen Intensität (etwa $2 \cdot 10^{-6}$ Gauss) und der großen Streuungen (α_{95} um 30°) erschien eine weitere Entmagnetisierung nicht sinnvoll.

Vergleicht man jedoch die Richtungen der nach Entmagnetisierung mit 600 bis 1250 Oe stabilen Komponenten der NRM mit den Richtungen leichter Magnetisierbarkeit der entsprechenden Handstücke, so ergibt sich ein ganz ähnliches Bild der Richtungs-Verteilung (Abb. 7.12a). Dafür kann es zwei Gründe geben.

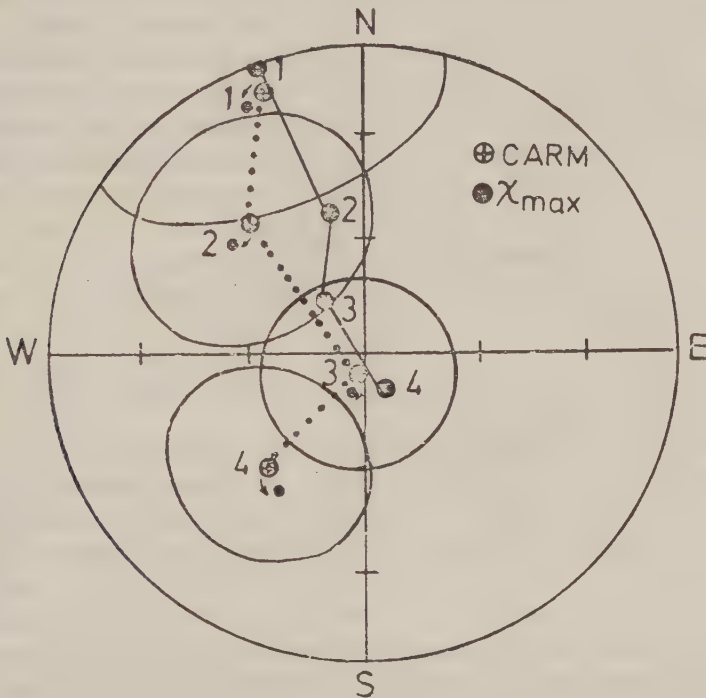


Abb. 7.12a: Mittlere Richtung der Hauptachsen größter Magnetisierbarkeit der Handstücke 1 bis 4 (durchgezogen), sowie die mittlere Richtung mit entsprechenden χ_{95} -Kreis der nach 600-1200 Oe weiche Magnetisierung entmagnetisierten verbleibenden natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM). Die Pfeile geben die Richtungsänderung nach Einwirkung des isothermo-magnetischen Einflusses an.

1) Einfluß der Anisotropie

Die Richtungen der nach Wechselfeld-Entmagnetisierung mit 600/1200 Oe verbleibenden Restremanenz sind nicht allzuweit von den Vorzugsrichtungen der Magnetisierbarkeit entfernt. Es wäre denkbar, daß die Richtungen der remanenten Magnetisierung unter dem Einfluß der Anisotropie in Richtung der Vorzugsrichtungen gezwungen werden. Auf Grund der bei den entsprechenden Feldstärken gemessenen Anisotropien von 20-30 % ergeben sich aber nur Richtungs-Änderungen von der Größenordnung $10-20^\circ$ (in Abb.7.12a sind die Richtungen eingetragen, die sich bei Eliminierung des Anisotropie-Einflusses ergeben).

Eine weitere Möglichkeit wäre, daß auf Grund mangelnder Feldkompensation bei der Wechselfeld-Entmagnetisierung eine viskose remanente Magnetisierung (VRM) erzeugt wird. Da die Zylinderachsen der Proben im Mittel gleichmäßig auf alle drei Koordinatenachsen verteilt waren, würden sich im Mittel auch alle Komponenten einer VRM aufheben, bis auf die Komponente parallel zur Vorzugsrichtung der Magnetisierbarkeit. Da jedoch bezüglich dieser Vorzugsrichtung die parallele und antiparallele Einstellung gleichberechtigt sind, hebt sich die durch die Anisotropie verursachte Komponente bei einigermaßen statistischer Anordnung der Proben bezüglich dieser Richtung auf. Darauf wurde geachtet. Daher bleibt im wesentlichen nur:

2) Unterschiedliche tektonische Verstellung

Das heißt, daß die bei 600 bis 1200 Oe verbleibende Restmagnetisierung in etwa doch eine charakteristische Magnetisierung ist, die noch vor dem tektonischen Ereignis gebildet worden sein muß, das die unterschiedliche Verstellung innerhalb des Vorkommens verursachte.

Es muß also diese Verstellung zur Ermittlung der Paläorichtung rückgängig gemacht werden. Unter der Annahme, daß die Richtungen der Hauptachsen kleinster Suszeptibilität (wie beim Diabas von Hallerstein) den s-Polen einer ehemals horizontalen Schieferung entsprechen, erhält man nach einer entsprechenden tektonischen Korrektur Magnetisierungs-Richtungen sehr flacher Inklination bei einer nordwestlichen Richtung der Deklination (Abb.7.12b).

Möglicherweise muß bei der tektonischen Korrektur noch eine spät-variskische Verkipfung nach NE bis NEE berücksichtigt werden (siehe Kap. 7.1), wiewohl sich eine solche Verstellung nicht zwingend aus den Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit (Pole der s-Flächen) ergibt, die wie beim Diabas von Hallerstein nach SE einfallen.

(Möglicherweise weisen die Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit der Teilchen mit Koerzitivkräften größer als 200 Oe mit ihrem mehr südwestlichen Einfallen auf eine solche Verkipfung hin.)

Korrigiert man diese mögliche Verkipfung nach NE, sowie wieder das unterschiedliche Einfallen nach NW auf Grund der Orientierung der Anisotropie-Ellipsoide der einzelnen Handstücke, ergeben sich Richtungen der CARM, die ähnlich aber enger gruppiert sind wie nach der tektonischen Korrektur allein auf Grund der Richtungen kleinster Suszeptibilität. Die engere Gruppierung läßt sich darauf zurückführen, daß bei einer Korrektur einer zweifachen Verkipfung auch eine Drehung um die vertikale Achse korrigiert wird.

Für eine NE-Verkipfung spricht auch, daß nach entsprechender Korrektur die Richtungen leichter Magnetisierbarkeit eher die erzgebirgische Streichrichtung der Faltenachsen widerspiegeln (Abb. 7.12b).

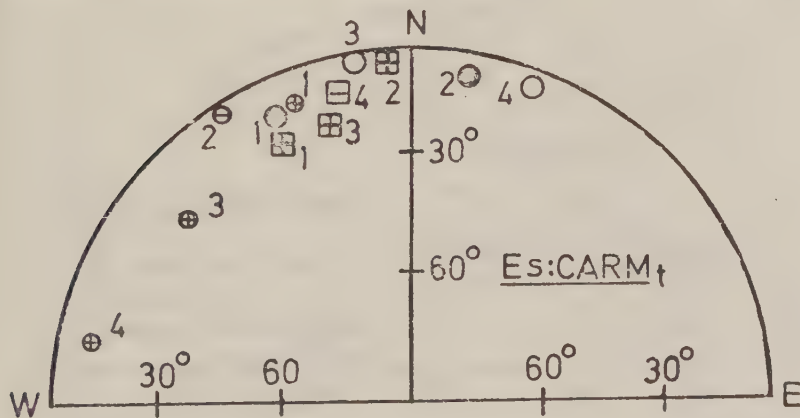


Abb. 7.12b: Richtung der in 7.12a eingezeichneten CARM der Handstücke nach tektonischer Korrektur.

- 1) ⊕, ⊖ Richtungen nach Vertikalstellen der Hauptachsen kleinster Suszeptibilität. ⊕, positive, ⊖, negative Inklination.
- 2) ⊠, ⊡ Richtungen nach zweifacher Korrektur: a) Korrektur einer spätvariskischen Verkipfung nach NEE um 45°, b) Korrektur des unterschiedlichen Einfallens der Handstücke nach NW auf Grund der Orientierung der Hauptachsen kleinster Suszeptibilität (analog 1)).
- , ○ Richtungen leichter Magnetisierbarkeit nach der zweifachen Korrektur. ⊕, positive, ⊖, negative Inklination.

Die aus den Richtungen der CARM nach der tektonischen Korrektur berechneten Pollagen stimmen nur hinsichtlich ihrer Breite in etwa mit einer paläozoischen Pollage Europas überein (Abb.7.13). Auf Grund der komplizierten Tektonik einer zweifachen Verkipfung plus Verfaltung, sowie der großen Streuung der CARM-Richtungen kann die berechnete Pollage nicht zu einer genaueren Abschätzung des Alters der CARM verwendet werden.

Eine primäre Magnetisierung der CARM erscheint aber auf Grund dieser Pollage, wie auf Grund der im Vergleich zum Diabas von Hallerstein stärkeren Überprägung auch der Erzkörner mit höheren Koerzitivkräften nicht wahrscheinlich.

Im übrigen erhält man unter der Annahme einer spätvariskischen Verkipfung nach NE auch eine eher paläozoische Pollage der Magnetisierungs-komponente geringerer Stabilität (Abb.7.13).

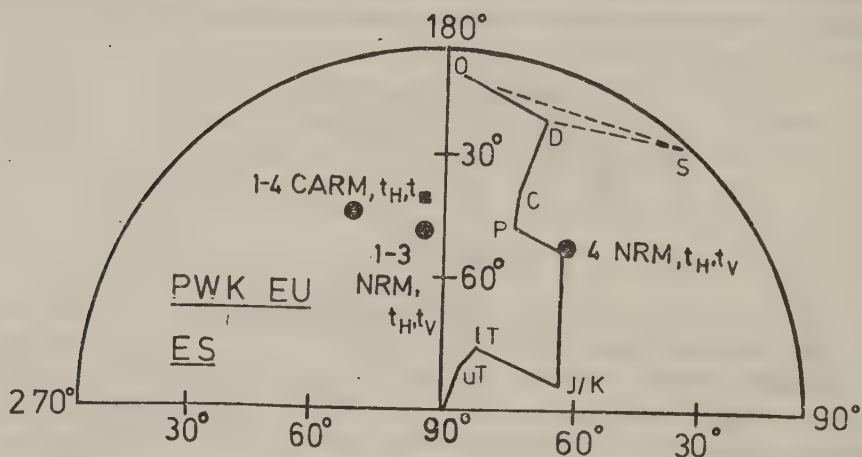


Abb.7.13: Die aus den Richtungen der stabilen (CARM) und instabilen Magnetisierungs-Komponenten (NRM) errechneten Pollagen nach der in Abb.7.12b gezeigten tektonischen Korrektur im Vergleich zur Polwanderungs-Kurve von Europa (PWK EU) nach Mc Elhinny, 1973.

8. Der Diabas von Bad Berneck (BB)

8.1 Geologie und Tektonik

Die Diabase von BB gehören, wie die anderen untersuchten Diabase, zur thüringischen Fazies. Jedoch sind sie im Gegensatz zu diesen erst im Oberdevon gefördert worden. In dieser Zeit brachen in den tiefen Bereichen des Geosynklinaltroges Spalten auf, aus denen sich ein Diabas-Magmatismus über den Meeresboden ergoß. Diese (SW-NE)-Brüche kennzeichnen den erzgebirgisch streichenden Umbruch zur jüngeren Baustufe der variskischen Ära (Stettner, 1972). Auf Grund des jüngeren Alters wurde das devonische Paläozoikum nicht mehr von der nur für das Ordovizium und Silur nachweisbaren Schertektonik erfaßt (Stettner 1972), jedoch von der späteren Phase der NW-SE-Einengung und der Überschiebung des paläozoischen Vorlandes durch die Gneismasse.

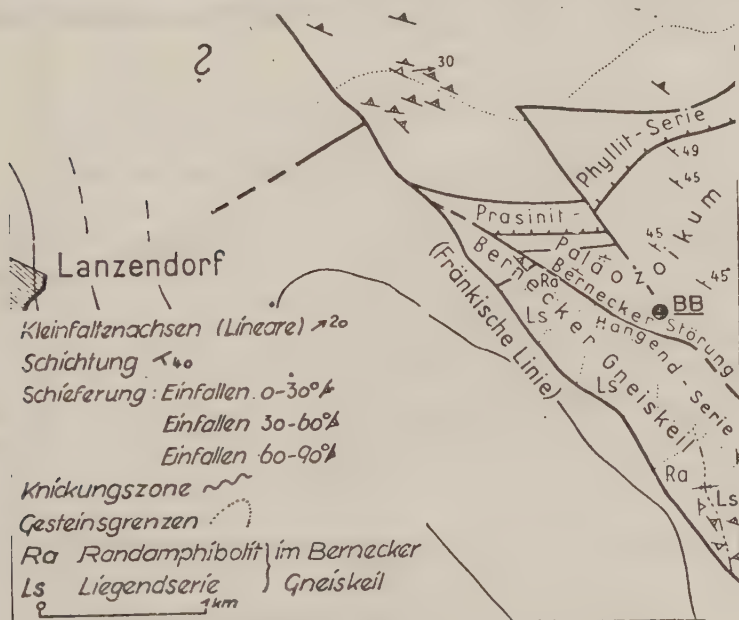


Abb.8.1 (aus Emmert et al., 1962, Ausschnitt aus Beilage 1) : Tektonische Karte der SW-Ecke der Münchberger Gneismasse. Die Lage des untersuchten Diabas-Vorkommens von Bad Berneck ist mit BB gekennzeichnet.

In Abb.8.1 (aus Emmert und Weinelt, 1962) sind die Lagerungsverhältnisse im SW der Gneismasse dargestellt. Man erkennt (rechts unten) das einheitliche Streichen des devonischen Paläozoikums in SE-NW-Richtung mit einem NE-vergenten Einfallen von meist 45° . Dieses vom gewöhnlichen erzgebirgischen Streichen des südöstlichen Paläozoikums abweichende Verhalten, ist auf die Verwerfungen längs der nahe gelegenen Fränkischen Linie zurückzuführen, die im W-Teil der Gneismasse ein umlaufendes Streichen vortäuschen (Hofmann 1956).

Die Diabase sind meist pillow-artig abgesondert, was die sub-aquatische Entstehung bestätigt.

8.2 Erzmikroskopie und $J_s(T)$ -Kurven

Die Anschliffe von Diabas-Proben zeigen unter dem Mikroskop idiomorphen primären Pyrrhotin als einzig vorhandene Erzphase. Zum Teil konnte auch Pyrit identifiziert werden. Nach Soffel (1977)

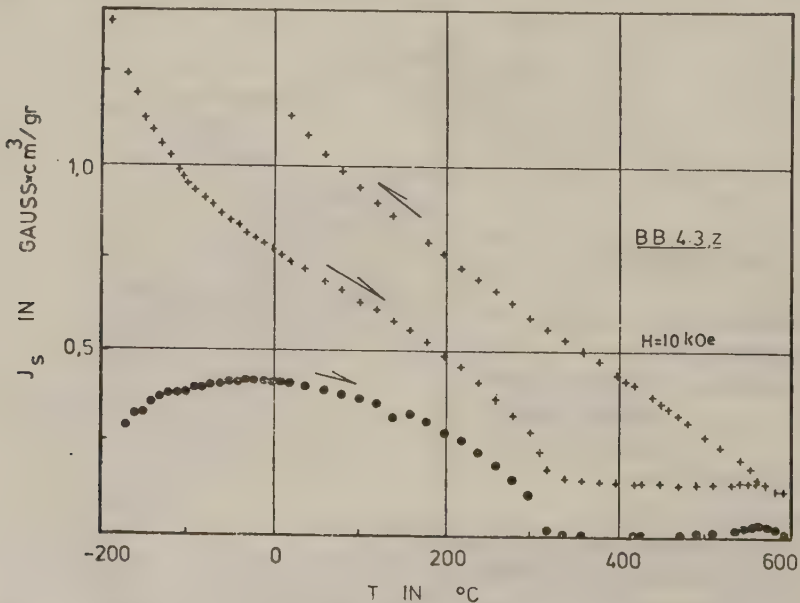


Abb.8.2: Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung J_s von der Temperatur T. Kreuze: Gesamtmagnetisierung, Kreise: ferrimagnetischer Anteil. Die Pfeile geben den Richtungssinn der Temperaturänderung an.

besteht der überwiegende Anteil der Erzkörner aus Mehrbereichsteilchen mit einem mittleren Durchmesser von $50\text{ }\mu\text{m}$ (99,7 % der Erzphase besteht aus Erzkörnern größer als $20\text{ }\mu\text{m}$).

Die Existenz von Pyrrhotin wird auf hydrothermale Veränderungen während der Magmaförderung zurückgeführt. In der Matrix verdrängte Chlorit die Plagioklase, teilweise auch die Pyroxene. Ilmenit wurde in Leukoxen oder in Titanit umgewandelt (Emmert et al. 1962, S. 76).

$J_s(T)$ -Kurven:

Die $J_s(T)$ -Kurven (Abb. 8.2) zeigen den für Pyrrhotin zu erwartenden Curiepunkt von 320° C . Der bei weiterem Aufheizen festzustellende erneute Anstieg der Magnetisierung ist auf Umwandlung des Pyrrhotins zu Magnetit zurückzuführen. Dementsprechend liegt beim Wiederabkühlen die Magnetisierung deutlich über der Anfangsmagnetisierung. Die primäre Phase ist nicht mehr zu erkennen.

8.3 Natürliche und charakteristische remanente Magnetisierung

Die Proben aus den 3 verwendbaren Handstücken aus dem Diabas-Steinbruch bei Bad Berneck ($\lambda = 11,7$, $\psi = 50,1$) haben eine relativ geringe mittlere Intensität der NRM von $22,2 \cdot 10^{-5}$ Gauss. Die Richtung der NRM ($D = 307^\circ$, $I = 69^\circ$) ist mit $\alpha_{95} = 9,9^\circ$ ($k = 9,9$) gut definiert (Abb. 8.3). Handstück 6 besitzt nur eine mittlere Intensität von $3,32 \cdot 10^{-5}$ Gauss. 3 Proben aus BB 6 haben eine vom Mittel abweichende flache Inklination von etwa 19° bei großer Streuung der Deklination zwischen N und NEE. Dieses Handstück fällt durch seine hellgrüne Farbe auf. Es handelt sich möglicherweise um ehemals tuffitisches Material, das durch hydrothermale Reaktion gebunden wurde.

Es wurden wieder Pilotproben im Wechselfeld und thermisch entmagnetisiert. Abb. 8.4, a-c zeigt die Ergebnisse:

Beim Entmagnetisieren bleiben die Richtungen bis etwa 200 Oe ($\alpha_{95} = 14^\circ$) stabil, um dann mit höheren Feldstärken stark zu streuen ($\alpha_{95} > 50^\circ$). Bei der thermischen Entmagnetisierung ist

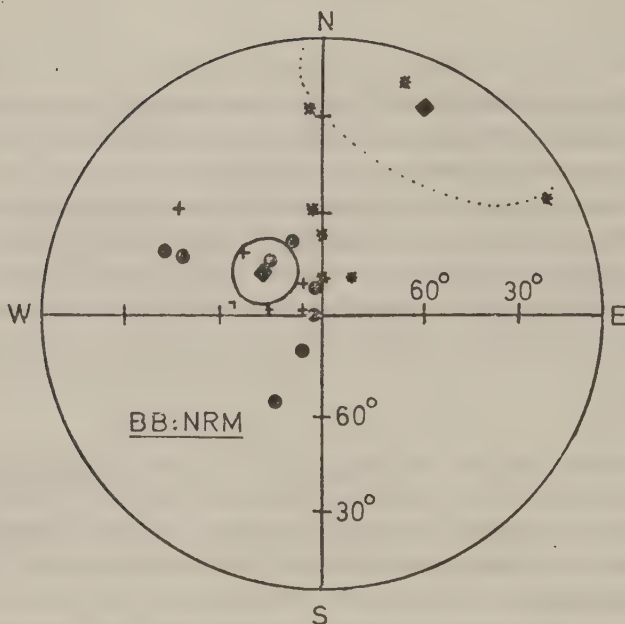


Abb. 8.3: Richtungen der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) der Kerne aus drei Handstücken des Diabas-Vorkommens bei Bad Berneck. Kreise: BB 4, Sterne: BB 6, Kreuze: BB 7.

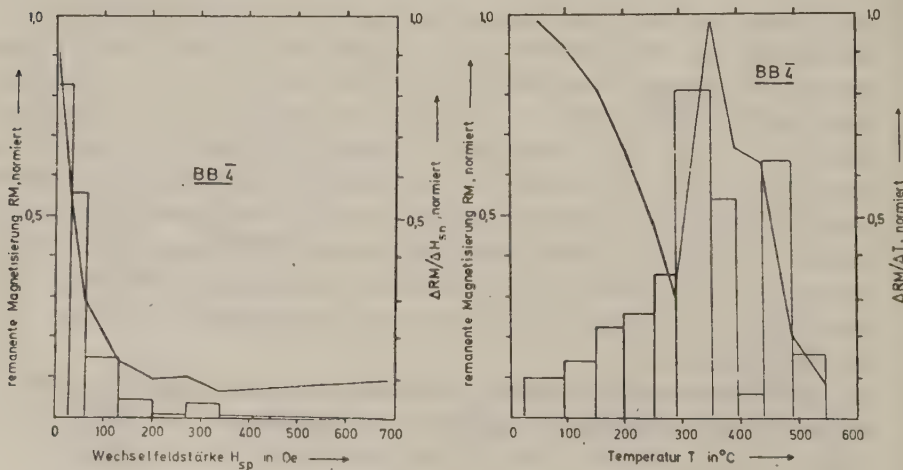


Abb. 8.5: Intensitäts-Abnahme der NRM bei zunehmender thermischer (b) und Wechselfeld-Entmagnetisierung (a). Die eingezeichneten Rechtecke sind ein Maß für die zwischen zwei Entmagnetisierungsschritten zerstörte Magnetisierung (Koerzitivkraft- und Blockungstemperatur-Spektrum).

die entsprechende Temperatur 290°C ($\alpha_{95} = 44^{\circ}\text{C}$). Die dazugehörigen Intensitätsabnahmen (Abb.8.5) zeigen, daß bis 300 Oe bzw. 290°C über 90 % bzw. 75 % der NRM abgebaut sind, bei weiterer Entmagnetisierung steigt die Intensität wieder an, bei der thermischen Entmagnetisierung z.T. sehr drastisch.

Sowohl aus dem Richtungsverlauf, wie der Abnahme der Intensität kann nicht auf mehrere Magnetisierungs-Komponenten geschlossen werden. Das Blockungstemperatur-Spektrum bis 300°C entspricht dem einer einzigen thermoremanenten Magnetisierung (TRM).

Eine ursprünglich vorhandene Magnetit-Phase ist nicht zu erkennen. Im übrigen hat die Kurve der Intensitätsabnahme der Sättigungs-Remanenz bei Wechselfeld-Entmagnetisierung den selben Verlauf, wie die der NRM (ohne Abbildung).

Der Anstieg der Magnetisierung für Feldstärken über 500 Oe, bzw. Temperaturen über 300°C wird auf die Bildung einer parasitären Remanenz zurückgeführt, bei der thermischen Entmagnetisierung durch die Neubildung von Magnetit bedingt (siehe $J_s(T)$ -Kurven).

Ein etwas abweichendes Verhalten zeigen die 3 Pilotproben von BB 7 bei Wechselfeld-Entmagnetisierung. Zwischen 100 und 200 Oe wandert die mittlere Richtung um über 90° in eine NE-Richtung mit kleiner Inklinatation. Zwar ist die Streuung innerhalb der drei Proben sehr groß ($\alpha_{95} = 40^{\circ}$), jedoch bleiben die Richtungen auch mit zunehmender Feldstärke in diesem Sektor.

Die Richtungen der mit fortschreitender Entmagnetisierung abgebauten Remanenz stimmen im Mittel mit der NRM-Richtung überein (Abb.8.5). Es gibt keine Anzeichen einer verborgenen sekundären Remanenz (z.B. in der Richtung des heutigen Feldes). Auch die zwischen zwei Entmagnetisierungsschritten zerstörte Remanenz läßt auf keine weitere stabile Magnetisierungs-Komponente schließen.

Auf Grund des Entmagnetisierungs-Verhaltens der Pilotproben wurden die restlichen Proben bei 200 Oe bzw. 290°C entmagnetisiert. Der Mittelwert der Magnetisierungs-Vektoren weicht mit $D = 252^{\circ}$, $I = 58^{\circ}$ ($\alpha_{95} = 12,9^{\circ}$, $k = 8,0$) um etwa 26° von der NRM-Richtung ab, liegt also fast noch in der Überlappung beider Konfidenz-kreise. 3 Proben aus BB 6 zeigen immer noch die Magnetisierungs-Richtung mit geringer Inklinatation, wie schon für die NRM, von $D = 51^{\circ}$, $I = -0,3^{\circ}$ ($\alpha_{95} = 25,3^{\circ}$) (Abb.8.5).

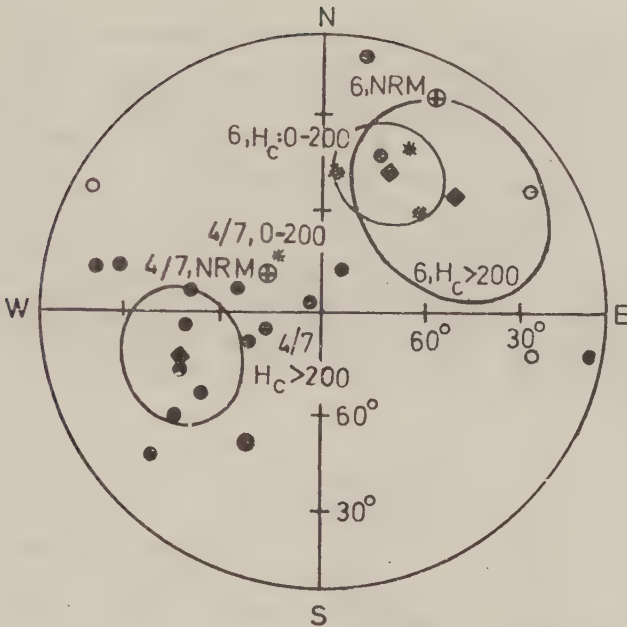


Abb.8.5: Richtung der Magnetisierungs-Vektoren der nach Wechsel-feld-Entmagnetisierung mit 200 Oe verbleibenden NRM. Stern: mittlere Richtung der zwischen 0 und 200 Oe abgebauten Remanenz.

8.4 Anisotropie der Suszeptibilität

Die Suszeptibilität der BB-Proben beträgt im Mittel $13.8 \cdot 10^{-5}$ cgs-Einheiten. Dabei ist die Suszeptibilität der BB 4-Proben etwa doppelt so groß, wie die der BB 6- und BB 7-Proben. Aus der mittleren Sättigungsmagnetisierung von $0,18 \text{ Gauss} \cdot \text{cm}^3/\text{gr}$ ergibt sich mit der spontanen Magnetisierung von Pyrrhotin von $23 \text{ Gauss} \cdot \text{cm}^3/\text{gr}$ ein mittlerer Erzgehalt von $0,77 \%$. Aus erzmikroskopischen Beobachtungen berechnete Soffel (1977) einen Volumenanteil von $0,5 \%$.

Abb. 8.6 zeigt die Verteilung der drei Hauptachsen für die 3 Handstücke. Für alle Proben zeigt die Richtung größter Suszeptibilität in NE-Richtung mit einem Einfallen zwischen $45-55^\circ$. Dagegen weicht die Richtung kleinster Suszeptibilität der BB 4-Proben

Nr	$\chi_{\max}$		$\chi_{\min}$		h(HF)	q
	D/I	α_{95}	D/I	α_{95}		
BB 4	47/57 (16)		228/33 (4,2)		11	0,50
BB 6	31/47 (19)		173/32 (12)		3,9	1,15
BB 7	56/46 (40)		163/32 (18)		5,0	0,73

Tab.8.1: Parameter der Anisotropie der Suszeptibilität; Hauptachsen größter ($\chi_{\max}$) und kleinster ($\chi_{\min}$) Suszeptibilität, Anisotropie-Grad h (mit der HF-Apparatur gemessen), Formfaktor q (siehe Kap.3.2).

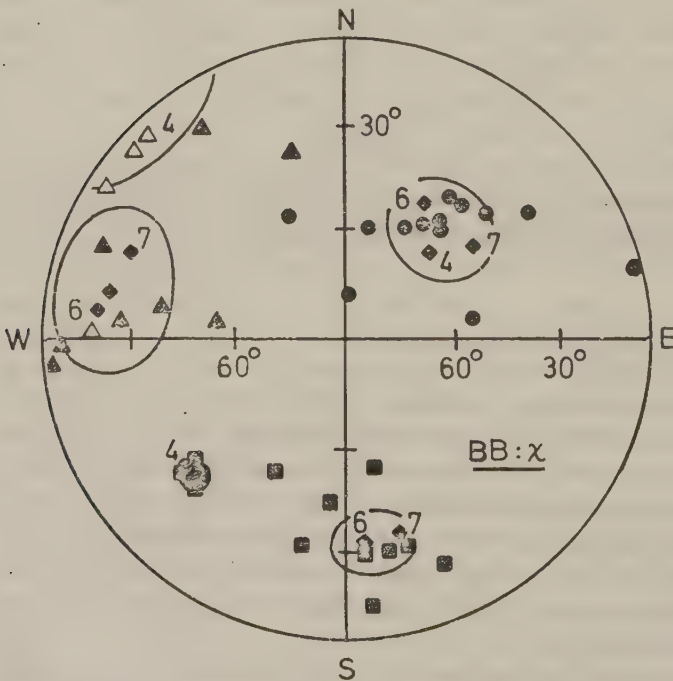


Abb.8.6: Lage der Hauptachsen des Anisotropie-Ellipsoids der Suszeptibilität. Kreise: Richtungen größter Suszeptibilität, Dreiecke bzw. Quadrate Richtungen mittlerer bzw. kleinster Suszeptibilität.

in der Deklination um mehr als 50° vom Mittel der anderen Proben ab.

Die Richtungen kleinster Suszeptibilität sind insgesamt enger konzentriert, als die Richtungen größter Suszeptibilität. Die Form des Anisotropie-Ellipsoids der Proben aus BB 4 und 7 mit einem q-Faktor von 0,65 nähert sich der eines abgeflachten Rotations-Ellipsoids, das Ellipsoid der Proben aus BB 6 dagegen mit $q = 1,15$ einem langgestreckten Ellipsoid (Tab.8.1).

BB 4 besitzt den höchsten HF-Anisotropie-Grad von 11 %, BB 6 und 7 einen mittleren Grad von 4 %. Mit dem Induktometer wurde bei einer 5 x 5 cm Probe aus BB 6 ein Anisotropie-Grad von 22 % gemessen. Ein daraus gebohrter 1-Zoll-Zylinder ergab mit der HF-Apparatur einen Wert von 6 %. Daraus ergäbe sich ein Verhältnis von Gleichfeld-Wert zu HF-Wert von 3,7 : 1. Dieser Faktor wird sicherlich nicht für alle HF-Werte zutreffen. Nimmt man jedoch einen Faktor von etwa 2, wie er sich bei den anderen Diabasvorkommen ergeben hat, so ergibt sich auch so ein sehr hoher Anisotropie-Grad der statischen Suszeptibilität.

Ansichts der geringen Suszeptibilität von 0,0179 cgs-Einheiten müßten im Falle von Formanisotropie die Erzkörner eine extrem anisotrope Form besitzen. Nehmen wir das maximal mögliche Verhältnis der Entmagnetisierungs-Faktoren von 4π zu 0 an, so ergäbe sich eine Formanisotropie von

$$\frac{1 + 4\pi \cdot 0,0179}{1} = 1,22 \text{ (entspricht } h = 20\%)$$

Im Mittel wurde ein Anisotropie-Grad von etwa 10 % gemessen. Würde die gemessene Anisotropie allein auf Formeffekten der Erzkörner beruhen, so müßten diese erstens extrem geformt sein und zweitens sehr einheitlich eingeregelt sein. Weder das eine, noch das andere konnte im Mikroskop beobachtet werden, vielmehr wurden mehr oder weniger kreisförmige Schnittflächen der Körner beobachtet. Auch der gemessene q-Faktor spricht gegen eine extreme Formanisotropie.

Daher ist es naheliegend, die gemessene Anisotropie auf eine anisotrope Ausrichtung der Kristallachsen zurückzuführen. Pyrrhotin ist pseudohexagonal. Die Symetrieachse ist eine Richtung schwerer Magnetisierbarkeit. Uyeda et al. (1963) geben ein Verhältnis der

Suszeptibilitäten in Richtung dieser Achse und der dazu senkrechten Basalebene von 1 : 100 an.

Natürlich sind die Kristallachsen nur zu einem gewissen Teil eingeregelt, so daß die Anisotropie über die gesamte Probe viel kleiner ist. Aus obigem Verhältnis der Suszeptibilitäten eines Einkristalls und der gemessenen Anisotropie der Proben errechnet sich nach (3.8) ein Konzentrations-Faktor μ (siehe Kap. 3.4.1) kleiner zwei (maximale Ausrichtung: $\mu = 100$). Bei der großen Kristall-Anisotropie von Pyrrhotin genügt eine sehr geringe Einregelung der Kristall-Achsen, um eine merkliche Anisotropie der Suszeptibilität zu verursachen.

8.5 Anisotropie der anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM)

Abb. 8.7 zeigt die Anisotropie der ARM in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke für je eine Probe aus einem Handstück. Die Hauptachsen zeigen z.T. beträchtliche Richtungsänderungen, sind aber im Mittel den Hauptachsen der Suszeptibilität (eingezeichnet sind deren α_{95} -Kreise) eng benachbart. Die größte Konstanz zeigen die Hauptachsen der Probe aus Handstück BB 4, deren Proben schon bei der Suszeptibilität durch hohen Anisotropie-Grad h und enge Gruppierung der Hauptachsen auffielen. Der Anisotropie-Grad dieser Probe ist höher als 50 %. Mit zunehmender Feldstärke ist eine geringe Abnahme von etwa 70 % auf 60 % bei 1000 Oe Wechselfeldstärke festzustellen. Deutlicher nimmt der Formfaktor q ab, von 1,8 auf 1,1 bei 1000 Oe. Im Mittel über alle drei Proben ist sowohl h , wie q relativ konstant ($h = 48 \%$, $q = 1,14$). Der Anisotropie entspricht anschaulich ein längliches Ellipsoid mit der Richtung leichter Magnetisierbarkeit als großer Halbachse. Dies spricht für eine durch eine B-Tektonik verursachte Einregelung, wie sie vor allem die Probe aus BB 4 zeigt.

Ob die Korrelation zwischen Anisotropie-Grad (h), -Form (q) und der Richtung der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit für die Handstücke BB 4 und BB 6/7 zufälliger Natur ist oder nicht, läßt sich auf Grund der wenigen Proben nicht feststellen.

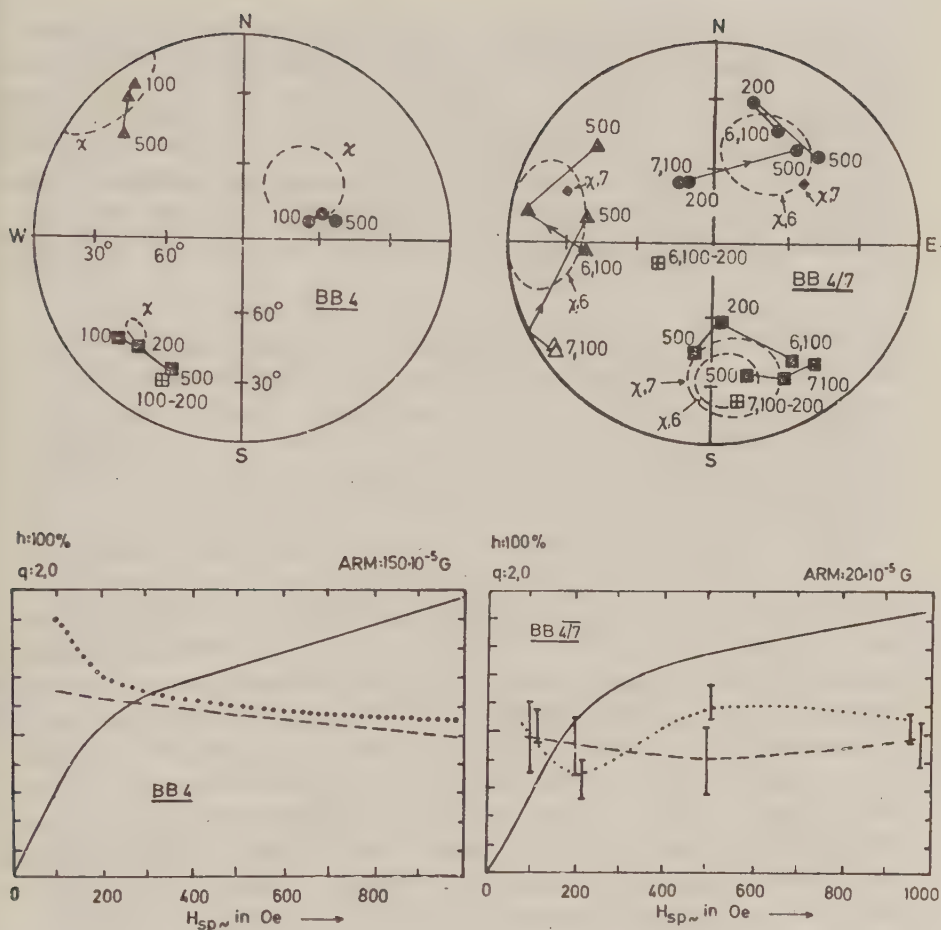


Abb.8.7: Lage der Hauptachsen im Schmidtschen Netz (oben), sowie Grad h (gestrichelt) und Formfaktor q (gepunktet) des Anisotropie-Ellipsoids der ARM (durchgezogen) (unteres Diagramm) in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke H_{sp} (Zahlen neben den Richtungen) für je eine Probe aus den Handstücken 4, 6 und 7 des Diabas von Bad Berneck. (Definition der Anisotropie-Parameter h , q in Kap.3.2).

● Richtung leichter Magnetisierbarkeit, ▲ Richtung mittlerer und ■ Richtung schwerer Magnetisierbarkeit.

⊕, ⊗ Richtungen der Hauptachsen der Erzkörner mit Koerzitivkräften zwischen 100 und 200 Oe.

Zusätzlich sind die α_{95} -Kreise der Hauptachsen der Suszeptibilität eingezeichnet (gestrichelt). Für BB 7 wurden nur die entsprechend den Mittelwerte eingezeichnet, ($\alpha_{95} > 30^\circ$!).

(Nimmt man eine spätvariskische Verkipfung nach NE an und führt eine entsprechende tektonische Korrektur durch, so führt die Variation der Deklination der Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit zu einer Variation des Einfallens dieser Richtungen, bei einem mehr erzgebirgischen Streichen der dazu senkrechten (Schieferungs-) Flächen. Dies läßt an verschiedene Prägungsphasen während der variskischen NW-SE-Einengung denken. Ohne eine solche Verkipfung wäre auch eine unterschiedliche Überlagerung eines jüngeren herzynisch streichenden Flächen-Gefüges (Zeit des Aufreißens herzynisch streichender Klüfte und der Schollenverwerfungen?) in den Handstücken 4 und 6/7 möglich.)

Im Vergleich zur Suszeptibilität ist der Anisotropie-Grad der ARM etwa um den Faktor 3,5 stärker. Die Anisotropie der Proben scheint wesentlich durch die Einregelung der Kristallachsen der Erzkörner bestimmt zu sein (siehe 8.4). Daher läßt sich der Anisotropie-Grad für die remanente Magnetisierung nicht mit Hilfe des für Formanisotropie gültigen Modells von Stacey (1974) (siehe Kap.6.6) aus der Anisotropie der Suszeptibilität berechnen. Ist aber das Verhältnis r_i von größter zu kleinster Suszeptibilität im Einkristall bekannt, so kann man aus dem gemessenen Anisotropie-Grad der Suszeptibilität mit Hilfe von (3.9) den Konzentrations-Faktor der Einregelung berechnen und bei Kenntnis des entsprechenden Verhältnisses r_r für die remanente Magnetisierung eines Einkristalls den gesuchten Anisotropie-Grad berechnen. Setzt man für r_i einen Wert von etwa 100 ein (Uyeda et al., 1963) und nimmt für die remanente Magnetisierung einen Wert von r_r gegen unendlich an (d.h. in einer Richtung ist die Fähigkeit eine remanente Magnetisierung zu erwerben gleich Null), so unterscheidet sich der Anisotropie-Grad für die remanente Magnetisierung nur unwesentlich (+2 %) von der der Suszeptibilität. Man muß für r_i einen erheblich niedrigeren Wert (kleiner 10) annehmen, um auf Grund des dann höheren Konzentrations-Faktors einen entsprechend starken Anisotropie-Grad für die remanente Magnetisierung zu erhalten. Es ist möglich, daß die Anisotropie der Suszeptibilität nicht allein durch die Einregelung der Kristallachsen verursacht wird, sondern auch durch Einregelung der Erzkörner. Da beide Anteile mit den verwendeten Meßverfahren nicht getrennt werden können, läßt sich der Anisotropie-Grad theoretisch nicht abschätzen.

8.6 Schlußfolgerungen für die Bildung der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM)

Die Anisotropie der Suszeptibilität und der ARM sind außerordentlich hoch. Daher kann unter dem Einfluß der Anisotropie die Abweichung der Magnetisierung von der Feldrichtung beträchtlich sein. Mit Hilfe der bei niedrigen Feldstärken (100 - 200 Oe Wechselfeld) gewonnenen Anisotropie-Tensoren der ARM errechnete sich allerdings eine Richtungs-Änderung von nur 10° , da die Richtung der NRM der Richtung einer Hauptachse eng benachbart war. Nach Abzug des Anisotropie-Einflusses (Abb.8.8) vergrößert sich der Winkel zwischen der NRM und der heutigen Feldrichtung und die NRM-Richtung weist mehr in Richtung der nach 200 Oe Wechselfeld-Entmagnetisierung verbleibenden Restremanenz. Die NRM kann, wie der Einfluß der Anisotropie zeigt, trotz der Nähe zur heutigen Feldrichtung nicht nur als viskose remanente Magnetisierung gedeutet werden. Dagegen spricht auch, daß nach Entmagnetisierung die Richtung der Restremanenz nicht signifikant von der NRM-Richtung abweicht, solange auch die Streuung der Richtungen nicht zu groß wird (bis 200 Oe Wechselfeld, bzw. 300° C). Auf Grund der Entmagnetisierung der Proben ergab sich keine neue charakteristische remanente Magnetisierung, noch eine in der NRM verborgene sekundäre Magnetisierung. Es wurde eine einzige Erzphase identifiziert (Pyrrhotin), die ihre Entstehung sicher einer hydrothermalen Umwandlung im Laufe der Metamorphose verdankt. Spuren eines älteren primären Erzes konnten nicht gefunden werden.

Auf Grund der Anisotropie-Messungen der ARM konnte nicht eindeutig auf mehrere Präguingsphasen geschlossen werden. Alles in allem muß mit einer einheitlichen Magnetisierungs-Phase gerechnet werden. Die Frage ist allerdings, wie die abweichende Richtung eines Teils der Proben aus BB 6 erklärt werden kann. Ein Hinweis für diese abweichende Richtung findet sich, wenn man die Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit der Teilchen mit Koerzitivkräften zwischen Null und 200 Oe, besonders aber zwischen 100 und 200 Oe betrachtet (Träger der NRM) (Abb.8.7). Abgesehen von der Deklination entspricht das unterschiedliche Einfallen dieser Richtungen von BB 4/7 und BB 6 etwa dem unterschiedlichen Ein-

fallen der NRM-Richtung der entsprechenden Handstücke. Dies ließe auf unterschiedliche Verstellung der Bereiche, aus denen die Handstücke stammen, nach Entstehung der NRM schließen. Es ist anzunehmen, daß eine solche Verstellung während der Zeit der Einengung und Aufschiebung stattgefunden hat, vielleicht auch während der spätvariskischen Schollenverkipungen. Nehmen wir für die Zeit der Magnetisierung das höchst mögliche Alter an, d.h. vor oder während der überwiegend B-tektonischen Überprägung, so muß eine tektonische Korrektur die Richtungen leichter Magnetisierbarkeit wieder in ein etwa erzgebirgisches horizontales Streichen überführen, wobei allerdings das Einfallen des Flächengefüges unbestimmt bleibt. Es wird vermutlich zu Beginn der Eiformung eher horizontal gelegen sein.

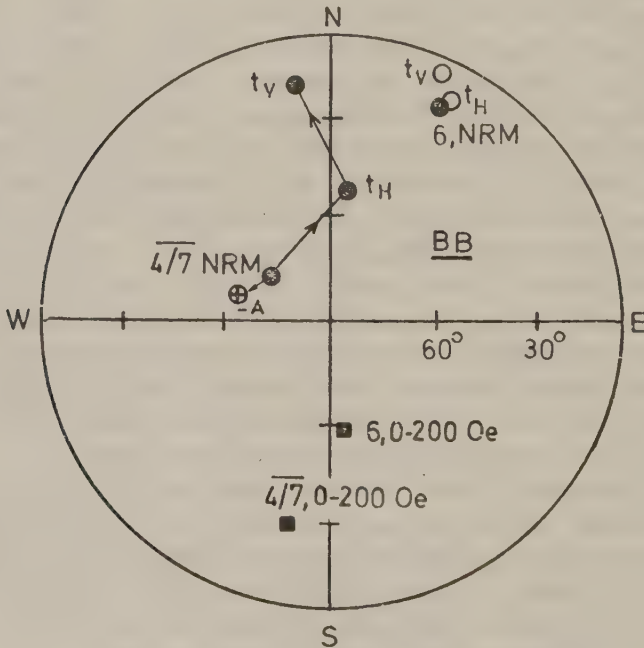


Abb.8.8: 1) Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM). $\oplus$ Richtung der NRM nach Eliminierung des Anisotropie-Einflusses.

2) Tektonische Korrektur der NRM:

t_H : Korrektur der spätvariskischen NE-Verkipung (Str. 320° , F. 40°)
 t_v : Korrektur des NW-Einfallens unter zu Grundelegen des Einfallens der Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit ($\square$) der Erzkörner mit Koerzitivkräften zwischen 0 und 200 Oe der Proben aus BB 4/7 und 6.

Nach einer solchen Korrektur (Abb.8.8) erhält man für die Proben aus BB 6 eine Pollage zwischen Devon und Carbon, für die Proben aus BB 4/7 jedoch eine, vor allem bezüglich der geographischen Länge von einem paläozoischen Pol der Polwanderungs-Kurve von Europa relativ weit entfernte Lage (Abb.8.9). Dies ist bei einer zweifachen tektonischen Korrektur, wobei auch noch das Einfallen des Flächengefüges zur Zeit der NRM-Bildung unsicher ist, nicht verwunderlich.

Die Magnetisierungs-Richtung der Proben aus BB 6 ist auf Grund ihrer fast horizontalen, nordwestlichen Richtung gegenüber einer tektonischen Korrektur eines nordwestlichen Einfallens sehr unempfindlich, während sich auf Grund des vertikalen Einfallens der NRM-Richtungen der Proben aus BB 4/7 bei einer nur geringen Änderung der Deklination nach tektonischer Korrektur große Unterschiede in der geographischen Länge der Pollagen ergeben. Insofern ist die berechnete Pollage auf Grund ihrer Breite doch als paläozoisch anzusehen. Es kann aber nicht mit Sicherheit ein jüngerer Alter ausgeschlossen werden, wenn es dafür auch keine direkten Hinweise gibt.

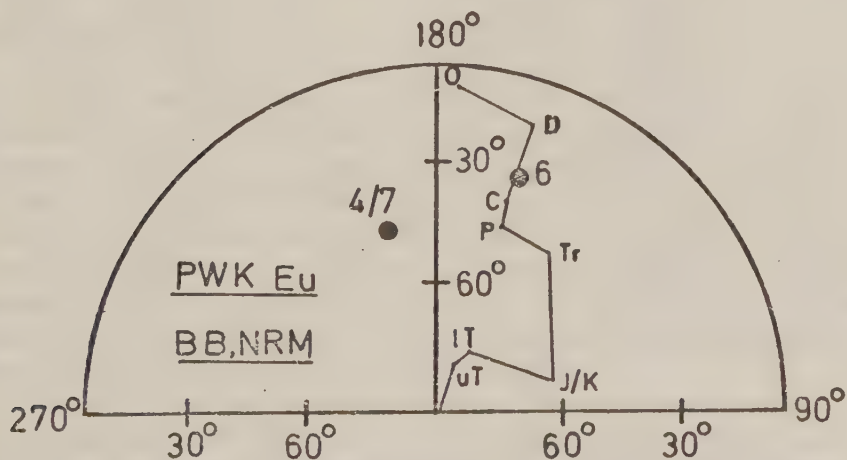


Abb.8.9: Pollagen, errechnet aus der Richtung der NRM nach tektonischer Korrektur (Abb.8.8) für die Proben aus BB 4/7 und BB 6. Zum Vergleich ist die Polwanderungs-Kurve von Europa (PWK EU) nach McElhiny, 1973, eingezeichnet.

9. Amphibolit aus dem Schorgasttal (Scho)

9.1 Geologie und Tektonik der Randamphibolite

Die untersuchten Proben stammen aus dem Teil der massigen, grobkörnigen Randamphibolite. Stettner (1964) nimmt an, daß die Hauptmasse der Randamphibolite eine metamorphe Weiterentwicklung von ordovizischen Diabasen ist. Die Ergebnisse einer chemischen Analyse



Abb.9.1: (aus Mohr, 1961; Ausschnitt aus Beilagentafel 8)

a) Streichen und Einfallen der Faltenachsen in der westlichen Münchberger Gneismasse.

b) Streichen und Einfallen des Flächengefüges.

Die Lage des untersuchten Amphibolit-Vorkommens aus dem Schorgasttal ist mit Scho gekennzeichnet.

von Proben aus dem Schorgasttal lassen nach Wurm (1925) sowohl eine paragenetische, wie orthogenetische Herkunft zu. Nach Mohr (1961) sind die Randamphibolite das ehemalige epizonale Dach der Münchberger Gneismasse (MM), das bei der Aufpressung der MM unter Verfaltung und Verschleppung abrutschte und zwischen Gneismasse und paläozoischer Umrahmung eingeschuppt wurde.

Auffallend für die SW-Umrahmung der MM ist das umlaufende Streichen des Flächengefüges, während die Faltenachsen meist weiterhin erzgebirgisch streichen (Abb.9.1a und b). Nach Hofmann (1956) ist die Ursache dafür eine spätvariskische Verkipfung des SW-Randes nach NE um eine herzynisch streichende Achse (Fränkische Linie) (siehe dazu auch 7.1 und 8.1). Ursprünglich wurde dieses Gebiet von derselben SW-NE-Einengung geprägt, wie die SE-Umrahmung der MM. Dafür spricht, daß die Faltenachsen das umlaufende Streichen nicht mitmachen. Nach Abtragung auf heutiges Niveau entsteht der Eindruck einer sich nach SW ausdünnenden Gneismasse, sowie des umlaufenden Streichens. Hofmann schätzt den Verkipfungsbetrag auf etwa $35-40^{\circ}$ NE. Als Zeitpunkt nimmt er tiefere Perm (noch vor dem Rotliegenden) an.

9.2 Erzgehalt der Proben

Die Scho-Proben besitzen eine sehr geringe Suszeptibilität von im Mittel $6,9 \cdot 10^{-5}$ cgs-Einheiten. Auch die natürliche remanente Magnetisierung ist sehr gering ($6,1 \cdot 10^{-6}$ Gauss). Das entspricht einem Q-Faktor von 0,18 (Feld H: 0,45 Oe), ein Wert, wie er für viele paläozoische Gesteine gemessen wurde.

Um die Sättigungsmagnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur messen zu können ($J_s(T)$ -Kurven), mußte der ferrimagnetische Anteil angereichert werden, da bei natürlicher Zusammensetzung der paramagnetische Anteil bei weitem überwog (Abb.9.2).

Bei der $J_s(T)$ -Kurve der Probe aus Scho 2 erkennt man deutlich eine erste Abnahme der Magnetisierung bei Temperaturen zwischen 300 und 400° C, sowie einen Curiepunkt von 570° bis 580° C. Der Ast der Abkühlkurve bleibt weit unter dem der Aufheizkurve. Diese $J_s(T)$ -Kurve unterscheidet sich nicht prinzipiell von denen der ordovizischen Diabase von Hallerstein und Escherlich. Demnach besteht der Erz-

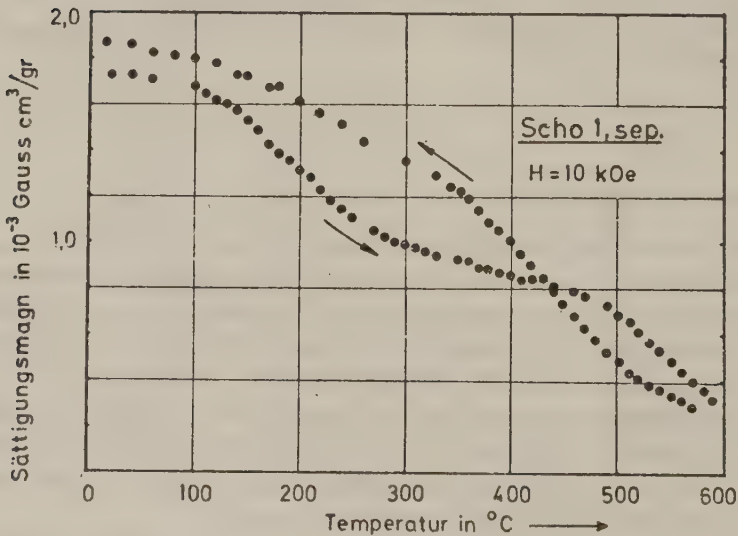
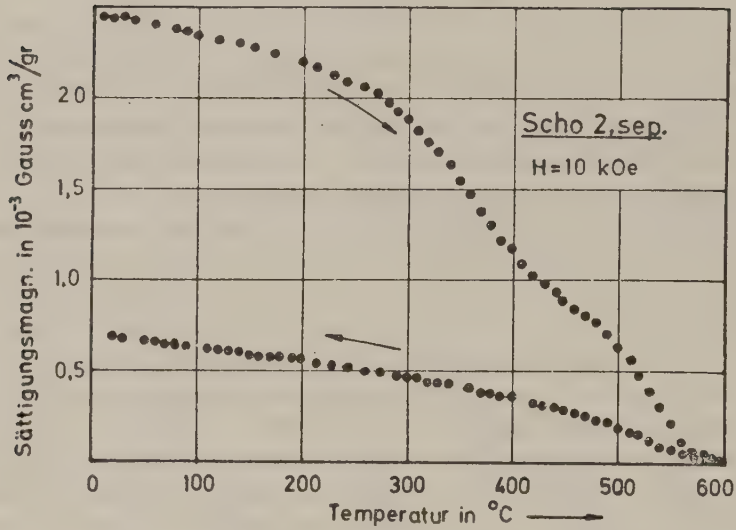


Abb.9.2: Sättigungs-Magnetisierung J_s (Feld H : 10 kOe) des angereicherten ferrimagnetischen Anteils zweier Amphibolit-Proben in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Pfeile geben den Richtungssinn der Temperatur-Änderung an.

anteil aus einer (primären?) Phase mit hohem Curiepunkt (Magnetit) und einer sekundär gebildeten Phase von Maghemit, der bei Temperaturen über 300°C instabil wird. Die Bildung dieser sekundären Phase ist wohl auf eine während der Metamorphose ablaufende Tieftemperatur-Oxydation zurückzuführen. Im Vergleich zu den $J_s(T)$ -Kurven der Diabasproben ist der Abfall zwischen 300 und 400°C stärker. Es ist erstaunlich, daß in diesen Proben Maghemit vorhanden ist. Auf Grund der Amphibolitfazies sind Temperaturen von über 500°C während der Metamorphose anzunehmen (Winkler, 1974). Für die Bildung von Maghemit nimmt man aber Temperaturen von etwa $300 - 400^{\circ}\text{C}$ (Ade-Hall, 1971) an. Möglicherweise ist die Bildung von Maghemit einem retrograden Stadium der Metamorphose zuzuordnen.

Der sehr geringe Anstieg beim Wiederabkühlen ist aber nicht allein auf das Zusammenbrechen der Maghemit-Phase zurückzuführen, da nicht einmal das Niveau der Aufheizkurve von $400 - 500^{\circ}\text{C}$ erreicht wird. Dies wird auf eine Oxydation der Magnetit-Phase zu Hämatit bei höheren Temperaturen zurückgeführt: Die separierten Erzkörner sind nicht mehr von einer schützenden Silikatmatrix umgeben, so daß der Luftsauerstoff fast ungehindert Zutritt hat.

Eine Probe wurde in natürlicher Zusammensetzung gemessen. Es wurde nach Abzug des paramagnetischen Anteils eine Sättigungsmagnetisierung der Erzkomponenten von etwa $0,065 \text{ Gauss}\cdot\text{cm}^3/\text{gr}$ gemessen. Auf Magnetit bezogen ($J_s = 95 \text{ Gauss}\cdot\text{cm}^3/\text{gr}$) erhält man damit einen Erzanteil von $0,07\%$. Berücksichtigt man, daß auch Maghemit vorhanden ist, der eine niedrigere Sättigungsmagnetisierung von $60,5 \text{ Gauss}\cdot\text{cm}^3/\text{gr}$ hat, so berechnet sich aus der Abnahme zwischen 300° und 400°C in der $J_s(T)$ -Kurve und dem Verhältnis der Sättigungsmagnetisierung beider Phasen ein Erzanteil von Magnetit von $0,037\%$ und ein Anteil von Maghemit von $0,041\%$, insgesamt also $0,077\%$. Ein anderes Verhalten der Sättigungsmagnetisierung zeigt die $J_s(T)$ -Kurve der Probe aus Scho 1. Hier setzt der erste Abfall schon bei Temperaturen unter 300°C ein. Dagegen läßt der Curiepunkt bei etwa $570 - 580^{\circ}\text{C}$ wieder auf eine Magnetit-Phase schließen. Beim Wiederabkühlen steigt die Magnetisierung über den Ausgangswert an. Dieser Kurvenverlauf entspricht dem für Magnetit zu erwartenden

Q-Typ (Neél 1948). Die Aufheiz- und Abkühlkurve entsprechen in ihrem ganzen Verlauf dem Kurventyp des Diabas' von Bad Berneck. Demnach ist neben Magnetit auch die Existenz von Pyrrhotin mit einer Curietemperatur von etwa 320°C anzunehmen, der als Produkt einer hydrothermalen Veränderung angesehen werden kann. Beim Aufheizen über 320°C wandelt sich Pyrrhotin in Magnetit um, so daß die Sättigungsmagnetisierung der Probe zunimmt.

Unter dem Mikroskop ist im Auflicht deutlich die Einregelung der Matrix zu erkennen. Die ehemaligen Titanomagnetitkörner sind völlig umgewandelt und erscheinen ohne erkennbare Struktur einheitlich mittelgrau. Vereinzelt wurden Pyrit-Körner beobachtet. Auch durch die Benetzung mit einem magnetischen Kolloid konnte keine Erzphase identifiziert werden.

9.3 Natürliche und charakteristische remanente Magnetisierung (NRM, CARM)

Es wurden vier Handstücke entnommen, zwei aus einem aufgelassenen Steinbruch im Schorgasttal (1,4 km östlich Wirsberg), zwei weitere von der gegenüberliegenden südlichen Talseite aus dem sogenannten Margeriefelsen (Hoch/Rechts: 4474590/5552580). Aus den Handstücken wurden zylindrische Proben in Richtung der drei Koordinatenachsen gebohrt.

Die Intensität der NRM war gering ($6,1 \cdot 10^{-6}$ Gauss). Die Proben aus Handstück 3 besaßen nur eine mittlere Intensität von $0,47 \cdot 10^{-6}$ Gauss.

Der größte Teil der Proben besaß eine NRM mit fast vertikal gerichteter Inklination ($D = 26^{\circ}$, $I = 79^{\circ}$, $k = 37,7$, $\alpha_{95} = 3,6^{\circ}$). Ein Teil der Proben von Scho 3 fiel durch eine abweichende Richtung von $D = 211^{\circ}$, $I = 50^{\circ}$ auf (Abb. 9.3).

Abb. 9.4a zeigt am Beispiel von Proben aus Scho 1 die für alle Scho-Proben typische Richtungs-Änderung und Intensitäts-Abnahme mit zunehmender Wechselfeld-Entmagnetisierung. Bis zu Feldstärken von etwa 700 Oe bleibt die Richtung stabil. Die Intensität nimmt, verglichen mit den Diabas-Proben nur mäßig ab. Zwischen 150 und

200 Oe wird eine zur NRM ungefähr antiparallele Komponente abgebaut, die eine Zunahme der Gesamtintensität verursacht. Für Feldstärken über 700 Oe ist ein Trend zu flacherem Einfallen der Magnetisierungs-Richtungen festzustellen. Die Streuungen werden aber so groß, daß sich keine charakteristische Richtung erkennen läßt. Abgesehen von der zur NRM antiparallelen Komponente läßt weder die bei der jeweiligen Feldstärke insgesamt abgebaute Remanenz, noch die zwischen zwei Entmagnetisierungs-Schritten zerstörte Remanenz auf eine weitere Magnetisierungs-Komponente schließen.

Die Intensitäts-Zunahme für Feldstärken über 1000 Oe wird auf Grund der sprunghaften Richtungs-Änderungen auf eine während der Wechselfeld-Entmagnetisierung künstlich erzeugte anhysteretische remanente Magnetisierung zurückgeführt.

Die Ergebnisse der thermischen Entmagnetisierung (Abb.9.4b) lassen sich gut mit denen der Wechselfeld-Entmagnetisierung korrelieren: Die zur NRM antiparallele Komponente wird zwischen 150 und 210° C

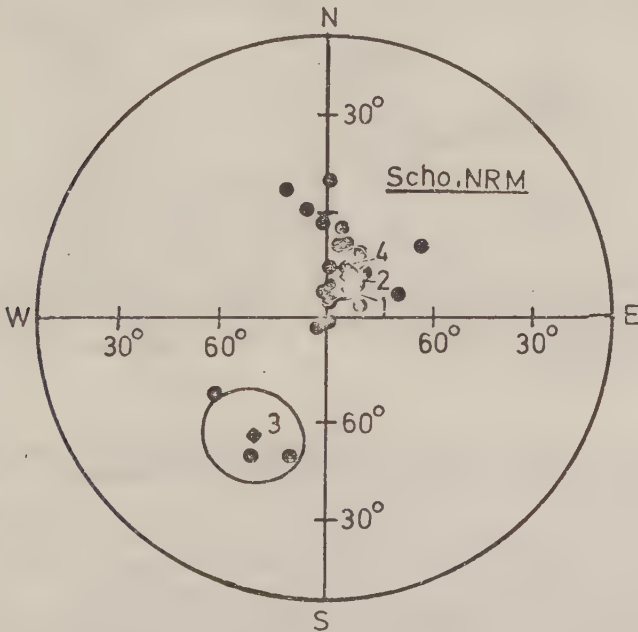


Abb.9.3: Richtung der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) der Kerne aus den Amphibolit-Wandstücken Scho 1 bis 4.

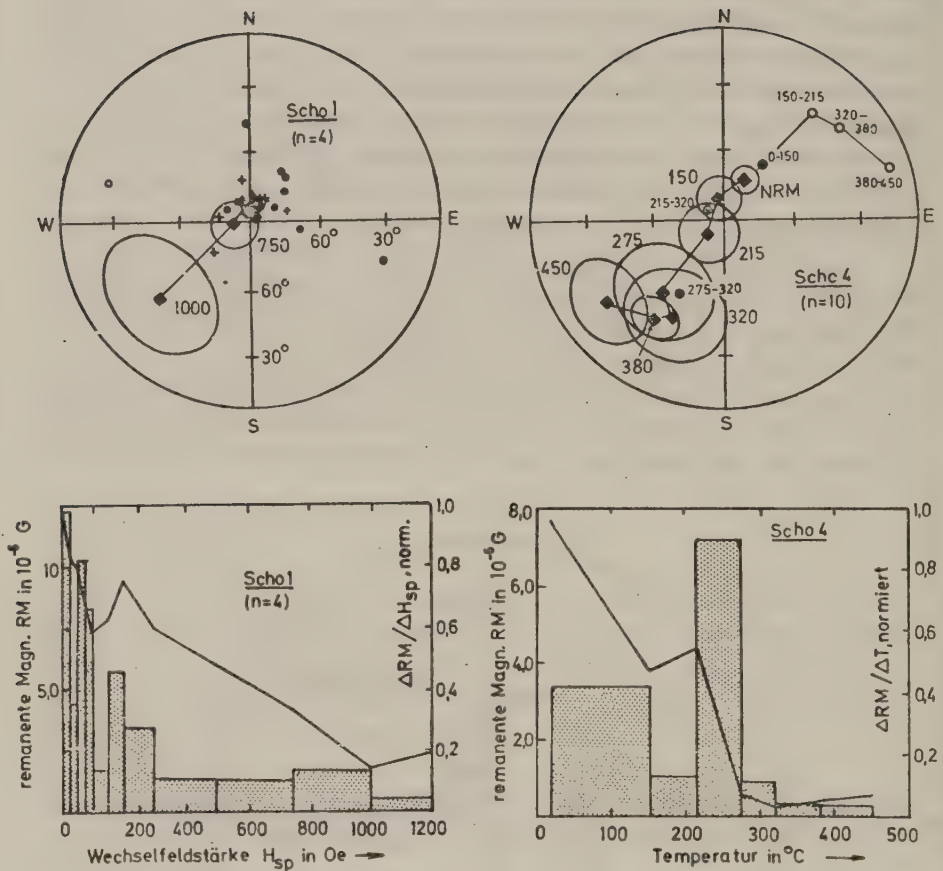


Abb.9.4: Richtungs- und Intensitäts-Änderung der NRM nach schrittweiser Wechselfeld (a) und thermischer Entmagnetisierung (b) im Mittel über n Proben.

Raute: Mittlere Richtung der nach dem jeweiligen Entmagnetisierungsschritt verbleibenden Restremanenz mit entsprechendem α_{95} -Kreis. Die Zahlen neben den Richtungs-Symbolen geben die Stärke des Feldes bzw. die Höhe der Temperatur an.

Kreuz: Richtung der insgesamt zerstörten Remanenz.

Kreis: Richtung der zwischen zwei aufeinanderfolgenden Entmagnetisierungsschritten zerstörten Remanenz. Thermische Entmagnetisierung: Die Zahlen geben den entsprechenden Temperatur-Bereich an.

Die schraffierten Rechtecke im unteren Diagramm sind ein Maß für die zwischen zwei Entmagnetisierungsschritten zerstörte Remanenz (Koerzitivkraft- bzw. Blockungstemperatur-Spektrum der NRM).

abgebaut (Anstieg der Totalintensität). Mit höheren Temperaturen wandert die Richtung der Magnetisierungs-Vektoren bei abnehmender Inklination nach SW und ändert sich ab 300°C nur noch wenig. Bis 150°C liegen die Richtungen der bis dahin abgebauten Magnetisierungs-Komponenten in Richtung der NRM. Mit höheren Temperaturen sind ihre Richtungen teils parallel, teils antiparallel zu den Richtungen der noch vorhandenen Magnetisierung. Dies spricht, ebenso wie die Stabilisierung der Richtungen der Restremanenz, für eine charakteristische remanente Magnetisierung (CARM). Auf Grund der Intensitäts-Abnahme und Richtungs-Änderung der Pilotproben wurden die restlichen Proben mit 600 und 1000 Oe Wechselfeld entmagnetisiert. Bei 600 Oe ist die Abweichung des

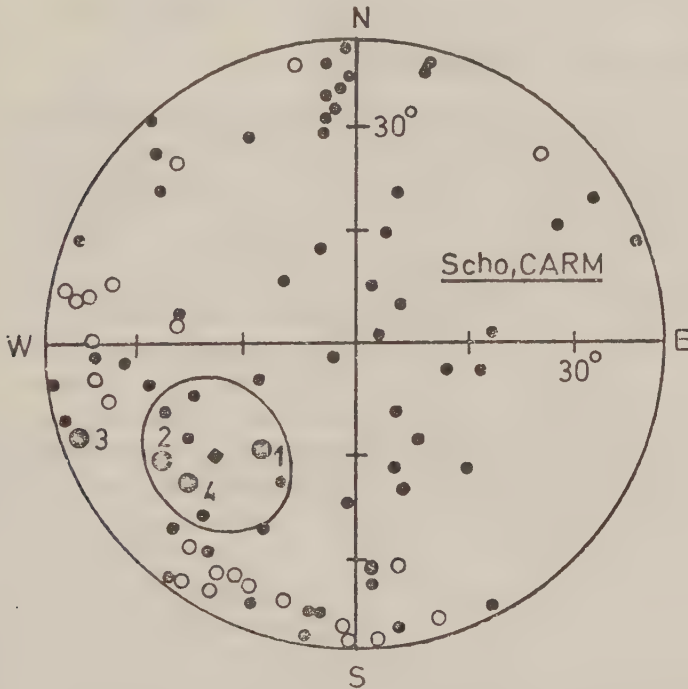


Abb.9.5: Richtungen der nach Entmagnetisierung mit 1000 Oe verbleibenden natürlichen remanenten Magnetisierung. Einzeichnet die Richtungen der einzelnen Proben (kleine Kreise) sowie die Mittelwerte der vier Handstücke (große Kreise) und das Gesamt-mittel (Raute) mit dem α_{95} -Kreis. Geschlossene Kreise: positive Inklination; offene Kreise: negative Inklination.

mittleren Magnetisierungs-Vektors von der Richtung der NRM noch gering (kleiner 20°). Bei 1000 Oe (Abb.9.5) wird die Streuung sehr groß ($\alpha_{95}(\text{Handstück}) > 30^\circ$). Die Richtungen der Remanenz aller Proben läßt vier Zonen dichter Besetzung erkennen. Eine zur vertikalen Richtung etwa punktsymmetrische Zone mit Richtungen größerer Inklination. In solchen Proben ist die NRM-Komponente noch nicht vollständig abgebaut. Von den drei Häufungsmaxima mit flacher Inklination sind zwei etwa antiparallel in nördlicher bzw. fast südlicher Richtung angeordnet. Das dritte Maximum entsteht wahrscheinlich durch Überlagerung der Komponenten mit antiparalleler Richtung.

9.4 Anisotropie der Suszeptibilität

Abb. 9.6 zeigt die Lage der Hauptachsen des Anisotropie-Ellipsoids der Suszeptibilität. Die Vorzugsrichtungen haben (bis auf Scho 1) die immer wieder zu beobachtende erzgebirgische Streichrichtung bei mittelsteilem Einfallen ($D = 37^\circ$, $I = 45^\circ$). Dies stimmt gut mit der in diesem Gebiet festgestellten Richtung der Faltenachsen überein (siehe Abb.9.1). Die Richtungen kleinster Suszeptibilität sind bei flachem Einfallen etwa westwärts gerichtet ($D = 277^\circ$, $I = 20^\circ$, das entspricht einem Einfallen der Ebene leichter Magnetisierbarkeit um etwa 70° nach E. Darin spiegelt sich das Streichen und Fallen des Flächengefüges wie es Abb. 1 zeigt. Die am Nordhang und Südhang des Tales entnommenen Handstücke unterscheiden sich in der mehr WNW- bzw. WSW-gerichteten Orientierung der Hauptachsen kleinster Suszeptibilität. Eine entsprechende Abweichung der NRM oder CARM beider Gruppen konnte nicht beobachtet werden. Ist eine Drehung um eine vertikale Achse für diese Differenz in der Deklination die Ursache, so wäre ihr Einfluß auf die fast vertikale Richtung der NRM sehr gering. Für die CARM sind die Streuungen zu groß, um eine solche Drehung nachweisen zu können.

Der Anisotropie-Grad, gemessen mit der HF-Apparatur, beträgt 4,3 %. Diese Proben konnten nicht mehr mit der Gleichfeld-Methode gemessen werden. Nimmt man an, daß, wie sich bei den anderen Proben gezeigt hat, im Gleichfeld eine etwa doppelt so starke Anisotropie

gemessen wird, so ist der tatsächliche Anisotropie-Grad etwa gleich 8-9 %, der (bis auf die Diabasproben von BB) höchste Anisotropie-Grad. Der Formfaktor q ist mit $q = 0,7$ charakteristisch für ein Ellipsoid mit ausgeprägter Richtung kleinster Suszeptibilität. ($\chi_{\max} : \chi_{\text{mit}} : \chi_{\min} = 103:100:94,5$)

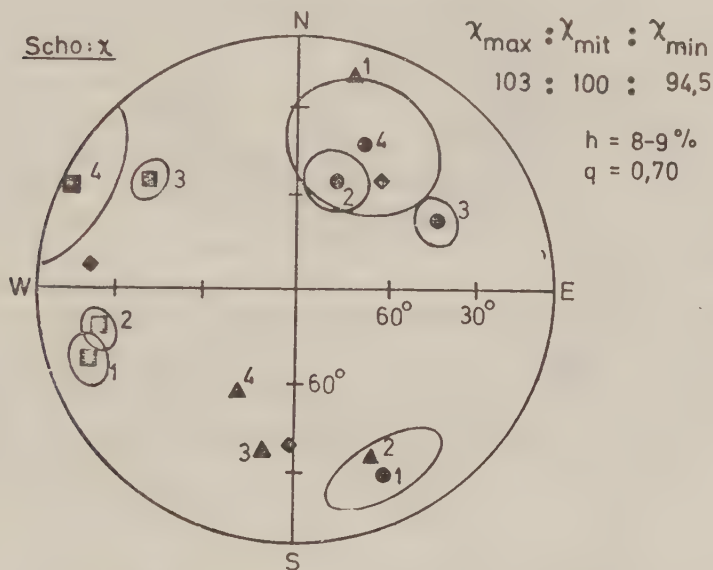


Abb.9.6: Hauptachsen des Anisotropie-Ellipsoids der Suszeptibilität. Kreise: Richtungen größter Suszeptibilität, Dreiecke und Quadrate Richtungen mittlerer und kleinster Suszeptibilität.

9.5 Anisotropie beim Erwerb einer anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM)

Für 3 Proben aus Scho 1 wurde die Anisotropie der ARM in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke bestimmt. Abb.9.7 zeigt das über die drei Proben gemittelte Ergebnis. Mit zunehmender Feldstärke nimmt bei etwa konstanter Inklination die Deklination der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit und noch deutlicher die der Achsen leichter Magnetisierbarkeit um insgesamt etwa 30° ab.

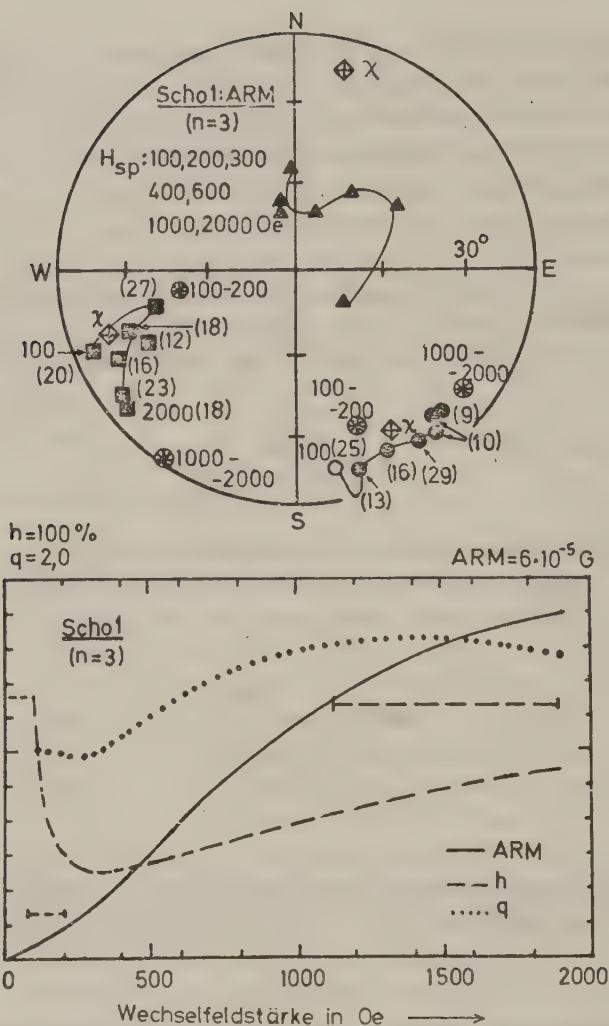
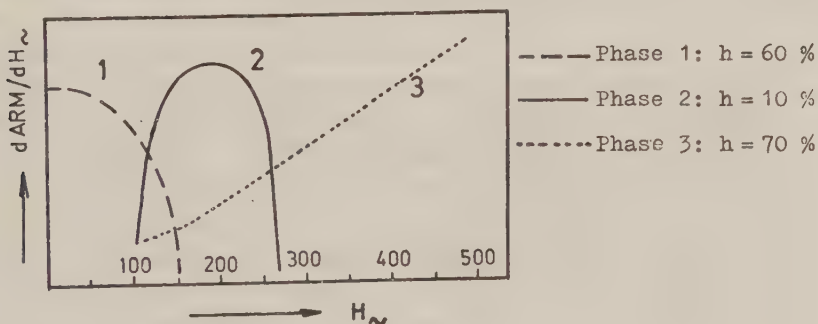


Abb.9.7: Hauptachsen-Richtungen im Schmidtschen Netz (oben), sowie Grad h und Form q (siehe Kap.3.2) des Anisotropie-Ellipsoids der ARM in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke (Zahlen neben den Richtungs-Symbolen) im Mittel über drei Proben aus Handstück Scho 1. In Klammern die entsprechenden Werte der α_{95} -Kreise. Richtungs-Symbole der Hauptachsen wie in Abb.9.6.

- ⊗ Richtungen der Hauptachsen von Erzkörnern innerhalb eines bestimmten Koerzitivkraft-Spektrums (Zahlen neben den Richtungs-Symbolen). Der Anisotropie-Grad χ dieser Teilchen ist im unteren Diagramm als waagrechter Balken über dem entsprechenden Koerzitivkraft-Bereich eingezeichnet.
- ⊕ Hauptachsen-Richtungen der Suszeptibilität.

Dabei sinkt zunächst der Anisotropie-Grad von über 60 % auf etwa 25 % zwischen 200 und 400 Oe, um dann wieder stetig auf etwa 50 % bei 2000 Oe anzuwachsen. Die Form der entsprechenden Anisotropie-Ellipsoide nähert sich mit höheren Feldstärken immer mehr der Form eines langgestreckten Rotations-Ellipsoids ($H = 2000$ Oe; $q = 1,60$). Berechnet man die Anisotropie-Parameter für die Koerzitivkraft-Bereiche von einer Magnetisierungs-Feldstärke zur nächsten, wird die Variation noch deutlicher. Auf Grund der Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit lassen sich drei Phasen der Einregelung unterscheiden: zwischen 0 bis 100 Oe, 100-200 Oe und 1000 - 2000 Oe. Es ist schwer vorstellbar, daß die magnetischen Bereiche einer einzigen Erzphase je nach ihren Koerzitivkräften in unterschiedliche Richtungen eingeregelt werden. Viel naheliegender ist die Existenz mehrerer Erzphasen unterschiedlicher Einregelung. Auffällig ist, daß bei der Wechselfeld-Entmagnetisierung gerade zwischen 100 und 200 Oe die zur NRM ungefähr antiparallele Magnetisierungs-Komponente zerstört wird.

Nehmen wir an, daß die Erzphasen einen unterschiedlichen Anisotropie-Grad besitzen, der über dem jeweiligen Koerzitivkraft-Bereich der Phase konstant sein soll, so läßt sich die gemessene Variation des Anisotropie-Grads durch ein Modell mit drei Erzphasen beschreiben, welche Koerzitivkraft-Spektren haben, wie sie in untenstehender Skizze dargestellt sind:



Um den steilen Abfall der Anisotropie-Grad-Kurve zwischen 100 und 200 Oe zu erhalten, muß man ein eng begrenztes Spektrum der Phase 1 mit dem hohen Anisotropie-Grad und der Phase 2 mit dem niedrigen Anisotropie-Grad annehmen. Dies läßt an eine Umwandlung

der einen Erzphase in die andere denken.

Unter dem Erzmikroskop konnten die Erzminerale nicht identifiziert werden (Abschnitt 9.2). Auf Grund der $J_s(T)$ -Kurven wurde Magnetit und eine thermisch instabile Phase, wahrscheinlich Pyrrhotin, nachgewiesen. Möglich wäre auch die Existenz von Hämatit, das auf Grund der geringen Intensität der spontanen Magnetisierung schwer nachweisbar ist.

Die Hauptachse schwerer Magnetisierbarkeit der Teilchen mit Koerzitivkräften bis 100 Oe stimmt mit der entsprechenden Achse der Teilchen mit hohen Koerzitivkräften (H_c 600 Oe) der Scho 2-Proben überein (Tab.9.1), während die Hauptachsen der Teilchen mit Koerzitivkräften über 600 Oe in Richtung der entsprechenden Achse der Teilchen hoher Koerzitivkräfte der Scho 3/4-Proben tendieren. Zur weiteren Diskussion der Entstehungs- und Bildungszeit der Erzphasen siehe Abschnitt 9.6.

Die Proben aus den restlichen Handstücken wurden wegen ihrer geringen Magnetisierbarkeit erst mit Feldstärken über 600 Oe magnetisiert. Zusätzlich wurde noch die Anisotropie der Sättigungsremanenz gemessen ($H = 14$ kOe). Insgesamt war die Richtungsänderung der Hauptachsen wesentlich geringer, als bei den Proben aus Scho 1 (Tab.9.1). Im Mittel wurde eine leichte Drehung der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit um etwa 20° im Uhrzeigersinn gemessen. Dabei nahm der Anisotropie-Grad stetig ab.

(Wechsel-) feld- stärke	Hauptachsen: leichte, schwere Magnetisierbark.	Anisotr.- Grad h	Form- faktor q
590 Oe _~	63/57 { 304/22 234/25	39,5	1,25
1900 Oe _~	54/48 { 310/14 240/27	36,1	1,02
SRM: 14 kOe =	52/49 { 327/-4 241/17	29,7	1,29

Tab.9.1: Anisotropie-Parameter der ARM bzw Sättigungs-Remanenz (SRM) für verschiedene Feldstärken gemittelt über die Proben aus den Handstücken Scho 2 bis Scho 4. Die Hauptachsen-Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit sind getrennt für die Proben aus Scho 2 (unten) und Scho 3 und 4 (oben) angegeben. (Definition der Anisotropie-Parameter in Kap.3.2).

Im Mittel über alle Proben und Feldstärken war $h = 35 \%$, $q = 1,30$. Mit der eigentlichen Suszeptibilität des ferrimagnetischen Anteils von $8,96 \cdot 10^{-2}$ cgs-Einheiten kann die Anisotropie der Suszeptibilität von $8,5 \%$ durch ein Korn mit einem Verhältnis der Entmagnetisierungs-Faktoren von $1,55:1,13$ repräsentiert werden. Damit berechnet sich nach Kap.6.6 für die remanente Magnetisierung ein theoretischer Anisotropie-Grad von maximal $33,5 \%$. Im Mittel läßt sich also der Anisotropie-Grad aus der Anisotropie der Suszeptibilität vorherbestimmen.

9.6 Entstehungs- und Prägungszeit der Erzminerale. Rückschlüsse auf die natürliche und charakteristische remanente Magnetisierung (NRM, CARM)

9.6.1 Entstehungs- und Prägungszeit der Erzminerale

In Tab. 9.2 sind die Magnetisierungs- und Anisotropie-Größen für die vier Handstücke aufgeführt. Es ergibt sich von Handstück Scho 3 bis Scho 1 eine systematische Änderung aller Größen. Das Anisotropie-Ellipsoid der Suszeptibilität, wie der ARM (gemittelt über alle Feldstärken) dreht sich im Uhrzeigersinn um über 50° von Scho 3 nach Scho 1. Zugleich nimmt der Grad der Anisotropie um etwa $1/3$ ab. Der Anisotropie der Suszeptibilität entspricht geometrisch ein abgeplattetes Ellipsoid, der Anisotropie der ARM ein zugespitztes (q -Faktoren!). Auf Grund der Stabilität der NRM, sowie der Beobachtung von Anschliffen unter dem Mikroskop ist anzunehmen, daß im wesentlichen Einbereichs-Teilchen zur remanenten Magnetisierung beitragen. In solchen Teilchen mit der Form eines langgestreckten Ellipsoids liegt die spontane Magnetisierung in Richtung der langen Halbachse. Daher ist in dieser Richtung die Suszeptibilität gleich Null, in der Ebene senkrecht dazu maximal (entspricht $q = 0$). Für die remanente Magnetisierung ist es genau umgekehrt (entspricht $q = 2$). Es muß jedoch angenommen werden, daß auch Mehrbereichs-Teilchen vorhanden sind, da sonst die Hauptachsen leichter und schwerer Magnetisierbarkeit der Proben für induzierte und remanente Magnetisierung vertauscht sein müßten.

Handstück	3	4	2	1
NRM (10^{-5} G)	0,41	1,01	0,69	0,53
Int (10^{-5} cgs)	5,3	7,4	6,6	7,9
•	64/39	25/38	20/53	135/16
<u>Suszepti-</u> <u>bilität</u>	306/30	296/-1	257/23	251/16
h	10,8	9,0	8,1	6,3
q	0,46	1,03	0,57	0,65
Sättigungs- remanenz (10^{-3} G)	0,63	23,9	45,4	7,0
•	58/34	41/45	81/61	154/21
■	323/9	301/20	241/27	243/22
<u>ARM</u>	42,1	36,3	34,6	31,0
q	1,62	1,23	0,60	1,40

Tab. 9.2: Magnetisierungs-Größen und Anisotropie-Parameter von vier Amphibolit-Handstücken aus dem Schorgasttal.

• Richtung leichter, ■ Richtung schwerer Magnetisierbarkeit, h = Anisotropie-Grad, q = Formfaktor des Anisotropie-Ellipsoids. ARM = anhysteretische remanente Magnetisierung.

Nimmt man mit Hofmann (1956) an, daß das Umlenken der Streichrichtung des Flächengefüges von der erzgebirgischen in eine mehr herzynische Richtung im SW der Gneismasse durch eine spätvariskische Verkippung um etwa 40° nach NE bis NEE bei möglicher SE-Vergenz der Kippachse verursacht wurde und führt dementsprechend eine tektonische Korrektur für die Richtungen der Hauptachsen durch, so erhält man folgendes Bild (Abb.9.8). Bei erzgebirgischem Streichen der Achsen leichter Magnetisierbarkeit (Faltenachsen) fallen die Ebenen leichter Magnetisierbarkeit (Flächengefüge) in den Handstücken 3 und 4 übersteil, in Handstück 2 mittelsteil ein. Für die Proben aus Handstück 1 mißt man ein unterschiedliches Einfallen dieser Ebenen in Abhängigkeit der Koerzitivkraft der magnetisierten Erzkörner. Die Hauptachsen leichter Magnetisierbarkeit dieser Proben streichen mehr in herzynischer Richtung.

Hält man sich vor Augen, daß die Handstücke 1 und 2 vom nördlichen Talhang entnommen wurden, die Handstücke 3 und 4 vom südlichen Hang, so läßt das Einfallen der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit, welche die Normalen des Flächengefüges darstellen, an eine Faltung denken, deren Lage in etwa durch die Form des E-W verlaufenden Tales wiedergegeben wird.

Die Unterschiede in der Deklination könnten durch unterschiedliche Verkippung der Bereiche, aus denen die Handstücke stammen, verursacht sein.

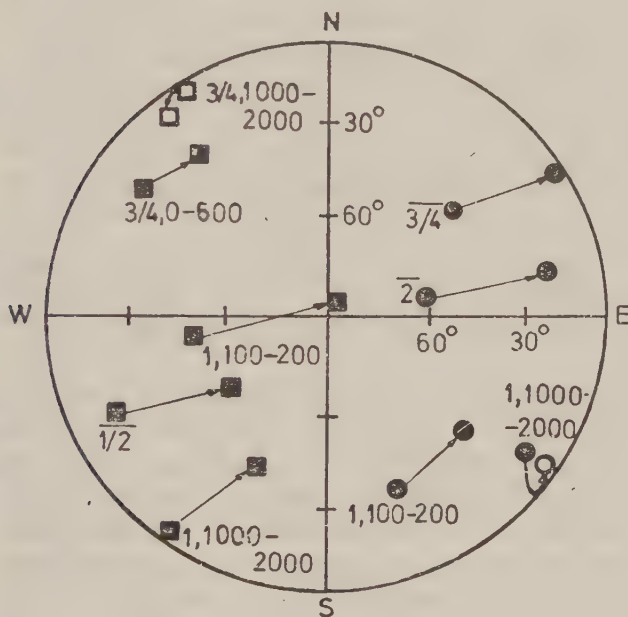


Abb. 9.8:
Hauptachsen schwerer (■) und leichter (●) Magnetisierbarkeit der ARM vor und nach (→) der tektonischen Korrektur der spätvariskischen NE-Verkippung (Str. 320°, F. 400°) für Erzkörner mit bestimmten Koerzitivkräften (Zahlen in Klammern).

Auf Grund der, wenn auch nicht sehr ausgeprägten (abgesehen von Scho 1) Abhängigkeit der Richtungen der Hauptachsen, sowie des Anisotropie-Grads von der Koerzitivkraft der magnetisierten Erzteilchen (Tab. 9.1) ist eine mehrphasige Überprägung der Gesteine wahrscheinlich. Betrachten wir zunächst die Anisotropie der ARM der Handstücke 2 bis 4. (Handstück 1 nimmt eine Sonderstellung ein, wie sich auf Grund der $J_s(T)$ -Kurve (Abb. 9.2b) und der Anisotropie der ARM (Abb. 9.7) ergibt.):

Der niedrigere q -Faktor der Teilchen mit Koerzitivkräften von 600 - 1900 Oe (Tab.9.1) läßt an die ältere s -tektonische Prägungsphase denken. Die Teilchen mit Koerzitivkräften bis 600 Oe sind stärker durch eine B -Tektonik eingeformt worden. Wenn man annimmt, daß der ältere planare Verformungstyp mit ehemals horizontalem Flächengefüge, abgelöst wurde von einer B -Tektonik mit steiler einfallendem Flächengefüge, so ergibt sich auch aus dem steileren (hier übersteilen) Einfallen der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit der Teilchen mit niedrigen Koerzitivkräften, daß sie eine jüngere Prägung aufweisen. Aus dem Vergleich der $J_s(T)$ -Kurven (Abb.9.2) mit der thermischen und Wechselfeld-Entmagnetisierung (Abb.7.4) folgt, daß die magnetischen Bereiche mit Koerzitivkräften bis etwa 1000 Oe zumindest zu einem Teil von der instabileren Erzphase (Magnetit?) gebildet werden. Sie wäre damit als eine sekundäre Erzphase anzusehen, während die Magnetitphase wenn auch nicht primären Ursprungs, so doch älter sein muß.

Man kann annehmen, daß das Vorkommen noch nach der tektonischen Überprägung nach NW verkippt wurde. Andernfalls ließe sich das übersteile Einfallen der Ebenen leichter Magnetisierbarkeit (Scho 3 und 4) nur schwer erklären.

Die Proben aus Scho 1 besitzen wahrscheinlich mindestens drei Erzphasen unterschiedlicher Einregelung (Abschnitt 9.5). Auf Grund dieser Einregelung bietet sich folgende Deutung der Entstehung der Erzphasen an: Für die Erzphase mit Koerzitivkräften zwischen 100 und 200-300 Oe ist auf Grund des sehr geringen Anisotropie-Grads eine Entstehung nach der eigentlichen tektonischen Prägungsphase anzunehmen, möglicherweise in der Zeit, die zu einem Aufreißen herczynisch streichender Klüfte und zu Verwerfungen mit nordöstlicher Verkipfung führte. Dabei könnte sich durch hydrothermale Umwandlung Pyrrhotin gebildet haben. Damit ließen sich auch zwanglos die Richtungen der Hauptachsen leichter Magnetisierbarkeit in herzynischer Streichrichtung erklären.

Die Erzphase mit Koerzitivkräften kleiner 100-150 Oe (Magnetit), wie die Erzphase mit Koerzitivkräften größer 200-300 Oe (Hämatit?) wurden dagegen durch eine B -Tektonik eingeregelt, vorallem die Phase mit den hohen Koerzitivkräften. Diese Einregelung, wie auch das flachere Einfallen der Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit (Abb.9.8) machen ein im Vergleich zur Magnetit-Phase jüngeres Alter der Hämatit(?) -Phase wahrscheinlich.

9.6.2 Rückschlüsse auf die Entstehungszeit der natürlichen und charakteristischen remanenten Magnetisierung (NRM, CARM)

Auf Grund der bei der Amphibolitfazies erreichten hohen Temperaturen von über 500°C sowie der starken Umwandlung der Erzkörner, erscheint das Vorhandensein einer primären Magnetisierung nicht sehr wahrscheinlich.

NRM: Die Zunahme der Intensität der NRM bei Wechselfeld-Entmagnetisierung zwischen 100 und 200 Oe ließ darauf schließen (Kap.9.3), daß die NRM aus zwei antiparallelen Komponenten besteht. Nach Abbau der instabilen antiparallelen Komponente ändert sich die Richtung der Restremanenz gegenüber der NRM-Richtung jedoch nicht. Bis etwa 700 Oe bleibt diese Richtung stabil. Es ist naheliegend die antiparallele Komponente einer Erzphase zuzuordnen, die im entmagnetisierenden Feld einer älteren Erzphase durch Umwandlung dieser Phase gebildet wurde.

Aus dem Vergleich von thermischer und Wechselfeld-Entmagnetisierung sowie thermischer Entmagnetisierung und $J_s(T)$ -Kurven ergibt sich, daß die Erzphase mit großer Stabilität gegenüber Wechselfeld-Entmagnetisierung thermisch instabil ist und wahrscheinlich aus Magnetit besteht. Die Erzphase mit der antiparallelen Remanenz konnte nicht identifiziert werden. Möglicherweise handelt es sich um Pyrrhotin, der in einigen Proben aus Scho 1 nachgewiesen wurde. Die NRM wird insgesamt als sekundär (zu einem geringen Teil auch als tertiär), aber doch als charakteristische Magnetisierung angesehen.

Die Einregelung der Erzphase(n), die die NRM tragen, wird der B-tektonischen Phase der Einengung während der Orogenese zugeordnet. Die Richtungen der Hauptachsen schwerer Magnetisierbarkeit der vier Handstücke weisen auf eine unterschiedliche Verstellung oder Faltung im Zuge dieser Einengungs-Phase hin. Da die Richtungen der NRM der vier Handstücke kaum voneinander abweichen, ist zu folgern, daß die NRM nicht älter als die Faltung (?) ist.

Man kann annehmen, daß sie auch nicht viel jünger ist, da die Metamorphose mit der Einengung und Überschiebung durch die Gneissmasse auf ihr Vorland ihren Abschluß fand und spätere Verwerfungen wahrscheinlich ohne stärkere Umformung vor sich gingen. (Leichte

Anzeichen dafür weist wahrscheinlich Scho 1 auf.) Diese spät-variskischen Verwerfungen müssen tektonisch korrigiert werden, um die wahre Paläorichtung der NRM zu erhalten. Auf Grund des sich nach dieser Korrektur ergebenden übersteilen Einfallens der Ebene leichter Magnetisierbarkeit der Handstücke 3 und 4 (Südseite des Talhangs) (Abb.9.8), muß auch mit einer Verkippung nach NW um wenigstens 40° gerechnet werden. Nehmen wir ein Einfallen von etwa 60° an, wie es für das Paläozoikum im SE der Gneismasse charakteristisch ist, so erhalten wir eine Paläorichtung von $D = 14^\circ$, $I = 3^\circ$, die eine Pollage von $\lambda = 174^\circ$ E, $\varphi = 40^\circ$ N ergibt, was etwa einem carbonischen Alter entspricht.

CARM: Die Streuungen der Richtungen nach Entmagnetisierung mit 1000 Oe sind sehr groß. Führt man für die mittlere Richtung von $D = 242^\circ$, $I = 42^\circ$ eine tektonische Korrektur wie für die NRM durch, ergibt sich eine Richtung von $D = 313^\circ$, $I = 17^\circ$, die keiner europäischen Pollage zugeordnet werden kann.

Betrachtet man die Richtungen genauer, so fällt zunächst auf, daß die mittlere Richtung nicht einem Häufungsmaxima entspricht, sondern sich aus der Überlagerung der Richtungen dreier Häufungsmaxima mit flacher Inklination ergibt, einem mit etwa südlichen Richtungen, einem mit mehr nördlichen Richtungen und einem mit westlichen Richtungen der Magnetisierungs-Vektoren (Abb.9.5). Berechnet man die Mittelwerte der Proben mit Richtungen innerhalb der beiden etwa antiparallel gelegenen Häufungszonen (die dritte ergibt sich durch Überlagerung der Magnetisierungs-Komponenten beider Maxima) nach Handstücken getrennt, so erhält man nach einer ersten tektonischen Korrektur der spätvariskischen Verkippung nach NE (Str. 320° , F: 40°) für die Proben aus den Handstücken Scho 3/4 eine Richtung von $D = 181^\circ$, $I = 20^\circ$, für die Proben aus Scho 1/2 eine Richtung von $D = 199^\circ$, $I = 52^\circ$. Vergleicht man damit die Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit von $D = 140^\circ$, $I = 11^\circ$ für Scho 3/4 und $D = 204^\circ$, $I = 50^\circ$ für Scho 1/2, so läßt sich eine Korrelation für das Einfallen nicht so deutlich auch für die Deklination feststellen. Führt man die Unterschiede im Einfallen der Schieferungs-Flächen von Scho 3/4 und Scho 1/2 auf

10. Vergleich der Meßergebnisse aller Vorkommen

In Tab.10.1 sind die wichtigsten Meßdaten zusammengestellt.

		<u>Ha</u>		<u>Es</u>		<u>BB</u>		<u>Scho</u>	
		3 - 6	7	4	2 + 3	6	4 + 7	1, 2, 4	3
<u>NRM</u>	Int.	234	17	114	72	3,3	30	0,74	0,41
	D/I	59/33	190/14	228/51	223/81	27/19	307/69	18/77	205/44
<u>χ</u> ● ■ (D/I) h(%) q	Int.	67	18	429	273	10,2	16,5	7,30	5,31
	(D/I)	29/37	164/48	27/64	145/32	192/40	44/48	33/30	277/19
	h(%)	5,2	14,1	4,7	7,4	7,8	9,0	7,6	10,8
	q	0,80	0,64	1,15	0,98	1,15	0,65	0,77	0,69
<u>ARM</u> ♦ ■ (D/I) h _{gem} h _{ber} q	(D/I)	54/25	173/45	31/42	139/34	178/35	47/45	54/48	280/17
	h _{gem}	21	40	22	27	32	57	32	41
	h _{ber}	—	39	24		—	—	34	
	q	1,02	0,75	0,50	0,88	1,01	1,21	1,22	1,50
<u>Koerz.kr.</u>		H _c <100	H _c >500	H _c <100	H _c >500	H _c <100	H _c >500	H _c <100	H _c >500
● D/I ■ D/I h(%) q	D/I	50/28	65/43	(20/43)	(26/41)	40/65	63/31	159/10	126/13
	D/I	178/45	170/43	144/26	168/59	174/28	171/16	248/12	216/13
	h(%)	45	19	28	23	54	45	61-25	49
	q	1,15	0,59	0,87	0,62	1,40	1,17	1,41	1,60

Tab.10.1: Natürliche remanente Magnetisierung (NRM), Anisotropie der Suszeptibilität (χ), und beim Erwerb einer anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM) der Proben aus den Diabas-Vorkommen von Hallerstein (Ha), Escherlich (Es), Bad Berneck (BB) und dem Amphibolit-Vorkommen aus dem Schorgasttalt (Scho). Die Intensität der NRM ist in 10^{-5} Gauss, die Suszeptibilität in 10^{-5} cgs-Einheiten angegeben.

Anisotropie-Parameter: ● Richtung leichter, ■ Richtung schwerer Magnetisierbarkeit, angegeben in Deklination (D)/Inklination (I) (in Grad); Anisotropie-Grad h, Formfaktor q (Def. in Kap.3.2).

h_{gem}: gemessener Anisotropie-Grad der ARM. Im Vergleich dazu der aus der Anisotropie der Suszeptibilität berechnete Anisotropie-Grad h_{ber} beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung (Stacey 1974). Unter H_c<100 bzw. H_c>500 sind die Anisotropie-Parameter der Erzkörner mit Koerzitivkräften kleiner 100 Oe bzw. größer 500 Oe eingetragen.

10.1 Anisotropie der Suszeptibilität und Gefügestrukturen

Bei allen Vorkommen zeigte sich eine eindeutige Korrelation zwischen den von Geologen eingemessenen Gefügen und der Orientierung der Anisotropie-Ellipsoide: Faltenachsen sind Richtungen größter Suszeptibilität, die Normalen der Flächengefüge Richtungen kleinster Suszeptibilität. Trägt man die jeweils über ein Vorkommen gemittelten Richtungen größter und kleinster Suszeptibilität auf, so erkennt man in den Richtungen kleinster Suszeptibilität in etwa das umlaufende Streichen des Flächengefüges von SW-NE am SE-Rand der Gneismasse (Ha, Es) nach SE-NW im SW bis W der Gneismasse (BB, Scho) (Abb.10.1). Dabei ändert sich die erzgebirgische (SW-NE) Streichrichtung der Richtungen größter Suszeptibilität nur wenig. Der Einfallswinkel nimmt etwa zu. Hofmann (1956) deutet dieses Umlenken durch eine spätvariskische Schollenverkipfung der ursprünglich überall erzgebirgisch streichenden Schiefer um eine herzynisch (NW-SE) streichende Achse mit möglicher SE-Vergenz. Nach einer tektonischen Korrektur dieser Verstellung (Str. 320° - 340° , F. 40°) der Vorkommen von Escherlich (Notwendigkeit der Korrektur nicht ganz sicher), Bad Berneck und vom Schorgasttal ist die Tendenz zu einem mehr erzgebirgischen Streichen der Ebenen leichter Magnetisierbarkeit (Flächengefüge) zu erkennen. Für das Amphibolit-Vorkommen aus dem Schorgasttal ist eine SE-Vergenz der Kippachse wahrscheinlich.

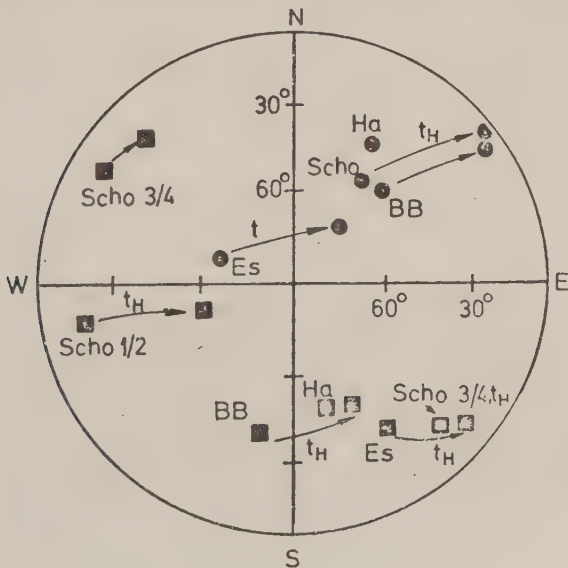


Abb.10.1:
Mittlere Richtungen kleinster (■) und größter (●) Suszeptibilität der Diabas-Vorkommen von Hallerstein (Ha), Escherlich (Es), Bad Berneck (BB) und des Amphibolit-Vorkommens aus dem Schorgasttal (Scho). Für die Vorkommen Es, BB, Scho wurde die vermutete spätvariskische Verkipfung nach NE (Str. 320° - 340° , F. 40°) korrigiert ($t_H \rightarrow$).

10.2 Anisotropie der Suszeptibilität und Einregelung der Erzkörner

Der Grad h der Anisotropie nimmt von Vorkommen Ha bis zum Vorkommen Scho stetig zu. Dies korreliert mit der im Anschliff zu erkennenden zunehmenden Umwandlung der Erzkörner. Auch innerhalb der Vorkommen besitzen die Handstücke mit den am weitesten umgewandelten Erzkörnern den stärksten Anisotropie-Grad. Erstaunlich ist, daß schon die Diabase, die äußerlich keine Anzeichen eines Gefüges erkennen lassen (Ha, Es) einen Anisotropie-Grad aufweisen, der sich nicht in dem Maße von dem der Amphibolit-Proben unterscheidet, wie es auf Grund des bei diesen Proben schon äußerlich zu erkennenden Gefüges zu erwarten wäre.

Die Anisotropie der Suszeptibilität läßt sich geometrisch im Mittel durch ein mäßig abgeflachtes Ellipsoid beschreiben ($q = 0,72$). Dies läßt auf eine mehr schieferartige Überprägung (s-Tektonik) schließen, wie sie am Beginn der variskischen Orogenese in der Fichtelgebirgs-Zone vorherrschte (Stettner 1972).

In allen Vorkommen wird das Anisotropie-Ellipsoid mit zunehmendem Anisotropie-Grad flacher. Auch dies ist ein Hinweis auf die vorwiegend planare Deformation, die bei den am stärksten überprägten Proben auch am deutlichsten zu erkennen ist. Wahrscheinlich kommt noch hinzu, daß die zweite schwächere Phase B-tektonischer Überprägung die bereits stärker schieferartig eingeformten Proben, relativ gesehen, weniger intensiv erfaßte.

10.3 Anisotropie-Grad der Suszeptibilität - Richtung und Intensität der NRM

Bei fast allen Vorkommen zeigte sich eine deutliche Korrelation der Intensität der NRM mit dem Anisotropie-Grad der Suszeptibilität: Je stärker der Anisotropie-Grad, desto geringer die Intensität der NRM (und der Suszeptibilität): Bei den stärker überprägten Proben wird der Erzanteil in höherem Maße in unmagnetisches Material umgewandelt. Interessanterweise zeigte sich auch eine Korrelation

der Richtungen mit dem Anisotropie-Grad: Proben mit einem bezüglich des Vorkommens ungewöhnlich starken oder auch geringen Grad der Anisotropie hatten auch eine von den übrigen Proben abweichende Richtung der NRM. Meist war es eine Richtung, die der CARM-Richtung der übrigen Proben nach Entmagnetisierung benachbart war. NRM und CARM konnten verschiedenen Erzphasen zugeordnet werden. Bei den stärker überprüften Proben war die instabile Erzphase weitgehend verschwunden, so daß die natürliche Remanenz dieser Proben vorwiegend aus der Magnetisierung der stabilen Erzphase bestand, während bei den anderen Proben die NRM durch eine Überlagerung der Magnetisierung mehrerer Erzphasen gebildet wurde, wobei meist die Magnetisierung der instabilen Phase überwog.

10.4 Anisotropie der ARM. Vergleich mit der Anisotropie der Suszeptibilität

Die Hauptachsen schwerer und leichter Magnetisierbarkeit der ARM zeigten im Mittel etwa dieselbe Orientierung wie die der Suszeptibilität. Besonders gut war die Übereinstimmung der Richtungen schwerer Magnetisierbarkeit (Abweichung kleiner als 10°) die in den meisten Fällen eine ausgezeichnete Richtung war (q kleiner 1).

Der Grad der Anisotropie der ARM war bei allen Proben wesentlich stärker, als der der Suszeptibilität. Dies war auch auf Grund theoretischer Überlegungen zu erwarten (Kap.3.4.2). Sowohl für die Proben eines Vorkommens, wie für die Vorkommen untereinander ergab sich bei Formanisotropie (Ha, Es, Scho) ein ziemlich konstantes Verhältnis der Anisotropie-Grade beider Magnetisierungs-Arten von etwa 1:4, bei Kristall-Anisotropie der Erzphase (BB) ein Verhältnis von etwa 1:6. Im Fall von Formanisotropie ließ sich der Anisotropie-Grad der ARM aus dem gemessenen Anisotropie-Grad der Suszeptibilität abschätzen (siehe Tab.10.1:h(ARM)_{ber.}).

Der α -Faktor der ARM war in den allermeisten Fällen höher als der der Suszeptibilität. Dies ließ sich nicht auf eine unterschiedliche Einregelung der magnetischen Bereiche zurückführen, die mehr zur induzierten bzw. remanenten Magnetisierung beitrugen (Mehr- bzw. Einbereichs-Teilchen), da sich für die ARM mit Abnahme der Koerzi-

tivkraft der magnetisierten Teilchen kein Trend zu niedrigeren q -Faktoren feststellen ließ. Vielmehr ist anzunehmen, daß das unterschiedliche Verhalten von Einbereichs-Teilchen bezüglich der Richtungs-Abhängigkeit von induzierter und remanenter Magnetisierung die Ursache ist (siehe Kap.3.4.2).

Insgesamt gesehen läßt sich sagen, daß mit Hilfe der Anisotropie-Messung der Suszeptibilität die Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung in guter Näherung berechnet und somit der Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der remanenten Magnetisierung abgeschätzt werden kann.

10.5 Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der natürlichen remanenten Magnetisierung

Trotz des z.T. sehr großen Anisotropie-Grads der Proben von über 50 % wurden unter Zugrundelegung der Anisotropie der ARM für die Richtung der natürlichen remanenten Magnetisierung Abweichungen von nicht mehr als 15° von der Richtung des Paläofeldes berechnet. Der Grund ist der, daß die erzgebirgisch streichenden Faltenachsen (Richtungen leichter Magnetisierbarkeit) in der Nähe der paläozoischen Feldrichtungen liegen. (In Richtung einer Hauptachse des Anisotropie-Ellipsoids stimmen Feld- und Magnetisierungs-Richtung überein,)

Außerdem wird der Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der remanenten Magnetisierung von Mehrbereichs-Teilchen bei Wechselfeld-Entmagnetisierung auf Grund der induzierenden Wirkung des Feldes vermindert (Stacey 1974). Die Ergebnisse der Wechselfeld-Entmagnetisierung bei drei Vorkommen unterstützen diese Annahme. Es waren die Vorkommen, für die nach einer Wechselfeld-Entmagnetisierung mit 200 Oe die Richtung der verbleibenden Restremanenz nur wenig von der NRM-Richtung abwich. Die nach Eliminierung des Anisotropie-Einflusses berechnete Richtung der NRM wies stets in die Richtung der Restremanenz (Abb.10.2).

Bei der thermischen Entmagnetisierung spielen diese Effekte keine Rolle. Es ist im Gegenteil anzunehmen, daß in größeren Mehrbereichs-Teilchen, in denen eine remanente Magnetisierung in allen Richtungen gebildet werden kann, der Effekt der Anisotropie durch diese Art der Entmagnetisierung verstärkt wird. Liegt die Magnetisierung in der Richtung kleinster freier Energie (Richtung leicht-

tester Magnetisierbarkeit), so ist die (thermische) Energie, die notwendig ist die Magnetisierung aus dieser Richtung herauszudrehen, am größten (zunahme der von der Koerzitivkraft abhängigen Relaxations-Zeit).

Überblickt man insgesamt die Richtungs-Änderung der Magnetisierung der Pilotproben bei thermischer und Wechselfeld-Entmagnetisierung, so läßt sich auf Grund der meist großen Streuungen ein signifikanter Unterschied der Richtungen bezüglich der Hauptachsen des jeweiligen Anisotropie-Ellipsoids nicht erkennen.

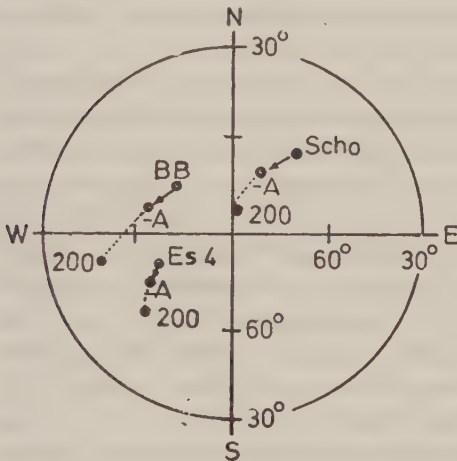


Abb.10.2: Einfluß der Anisotropie der Magnetisierbarkeit auf die natürliche remanente Magnetisierung (NRM).
- A: Richtung der NRM nach Eliminierung des Anisotropie-Einflusses. 200: Richtung der nach Wechselfeld-Entmagnetisierung mit 200 Oe verbleibenden Remanenz.

10.6 Anisotropie der ARM in Abhängigkeit von der Wechselfeldstärke. Rückschlüsse auf die Überprägung und Entstehung der einzelnen Erzphasen.

Bei den Diabasproben nahm im Mittel der Anisotropie-Grad h , wie auch der Formfaktor q mit steigender Wechselfeldstärke ab. Damit war bei den Diabas-Proben von Hallerstein eine Drehung der Richtungen leichter Magnetisierbarkeit aus einer nordöstlichen in eine östliche Richtung verbunden. Dies wurde vom Autor als das Hervortreten eines älteren Bewegungsplans einer schieferartigen Einformung mit WE-gerichteten Faltenachsen interpretiert, wie er für das Paläozoikum angenommen wird (Stettner, 1972). Auf Grund der $J_s(T)$ -Kurven

konnte eine Erzphase mit niedrigen Koerzitivkräften als Maghemit, eine Erzphase mit hohen Koerzitivkräften als Magnetit identifiziert werden. Die Maghemit-Phase wurde durch eine B-Tektonik geprägt und ist wahrscheinlich auch während dieser Zeit tektonischer Einformung entstanden. Dafür spricht der z.T. sehr starke Anisotropie-Grad. Die Einregelung der Magnetit-Phase wies dagegen auf den älteren Bewegungs-Plan hin. Auf Grund des niedrigen Anisotropie-Grads war anzunehmen, daß diese Erzphase erst nach ihrer Entstehung überprägt wurde. Die Richtung der remanenten Magnetisierung dieser Phase ließ eine primäre Entstehung (Ordovizium) der Remanenz vermuten. Die Magnetisierung der Maghemit-Phase konnte dagegen als jünger (Carbon/Davon) eingestuft werden.

Beim Diabas von Escherlich waren die Streuungen der Richtungen nach der Entmagnetisierung sehr groß, sowie die tektonischen Korrekturen nicht sicher, so daß eine genauere zeitliche Einordnung der remanenten Magnetisierung der Erzphasen nicht möglich war. Bei den Diabasen von Bad Berneck, die oberdevonisches Alter haben, war nurmehr eine B-tektonische Überprägung festzustellen. Weder wurden mehrere Erzphasen identifiziert, noch mehrere Präguungsphasen. Der hohe Anisotropie-Grad von etwa 50 % machte eine syn-tektonische Entstehung des Pyrrhotin-Erzses wahrscheinlich. Auch die Richtung der remanenten Magnetisierung sprach für eine Entstehung während der variskischen Orogenese.

Bei einem genauer untersuchten Handstück aus dem Amphibolit-Vorkommen (Scho 1) nahm der q-Faktor und der Anisotropie-Grad mit zunehmender Wechselfeldstärke zu. Dies wurde auf eine sekundäre Bildung von Magnetit, möglicherweise auch Hämatit während der Zeit B-tektonischer Überprägung zurückgeführt. Eine genauere Einordnung der remanenten Magnetisierung der Erzphasen war aus denselben Gründen wie beim Vorkommen von Escherlich aber nicht möglich.

Unsicher war meist die Notwendigkeit einer tektonischen Korrektur des nordwestlichen Einfallens des Paläozoikums. Nicht immer konnte die Frage eindeutig beantwortet werden, ob die Überprägung und Umwandlung des Erzbestandes vor oder während der tektonischen Verstellung nach NW stattgefunden hatte. Zudem sind die paläozoischen Feldrichtungen so gerichtet (mehr oder weniger südwestlich), daß sich mit und ohne tektonische Korrektur eine sinnvolle ältere oder jüngere Pollage ergab, so daß die Richtung der remanenten Magnetisierung kein Kriterium für die Notwendigkeit einer tektonischen Korrektur bot.

11. Bedeutung und Anwendung der Anisotropie-Messungen für paläomagnetische Untersuchungen

11.1 Anisotropie der Suszeptibilität

a) Bei einem Gestein, dessen Magnetisierbarkeit richtungsabhängig ist, interessiert den Paläomagnetiker zunächst die Frage, wie sehr die Anisotropie die Richtung und die Intensität der natürlichen remanenten Magnetisierung (NRM) beeinflusst hat. Dies läßt sich mit Hilfe der Anisotropie der Suszeptibilität abschätzen. Dazu müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- 1) Die Suszeptibilität und die remanente Magnetisierung werden durch dieselbe(n) Erzphase(n) erzeugt.
- 2) Die Anisotropie kann durch einen Tensor dargestellt werden, d.h. geometrisch durch ein Ellipsoid. (Dies wird im Mittel über größere Probenbereiche meist zutreffen.)

Wie die Meßergebnisse zeigten, stimmen in den allermeisten Fällen die Hauptachsen-Richtungen der Suszeptibilität und der remanenten Magnetisierung überein.

Zur Abschätzung der Stärke der Anisotropie muß bekannt sein, ob die Anisotropie der Proben durch die Form- oder Kristall-Anisotropie der Erzkörner verursacht wird. Dies ergibt sich aus dem Erzbestand: Besteht das Erz aus Magnetit oder Maghemit, so ist die Formanisotropie die Ursache, ist Hämatit oder Pyrrhotin als Erz vorhanden, so wird die Kristall-Anisotropie überwiegen (Kap. 3.3)

Im Fall von Formanisotropie läßt sich die Stärke der Anisotropie für die remanente Magnetisierung J_r mit Hilfe der Suszeptibilitäts-Messungen folgendermaßen abschätzen. Für Mehrbereichs-Teilchen gilt nach (6.13):

$$R_{rM} = J_{r,max}/J_{r,min} = N_c(1 + N_c \cdot \chi) / N_a(1 + N_a \cdot \chi)$$

für Einbereichs-Teilchen nach (6.14)

$$R_{rE} = N_c / N_a$$

χ ist die wahre (Volumen-)Suszeptibilität. Die Entmagnetisierungs-Faktoren N_a , N_c ergeben sich aus dem Verhältnis der

Hauptachsen des Anisotropie-Ellipsoids der Suszeptibilität mit $\sum_{i=1}^3 N_i = 4\pi$.

Damit ist das Anisotropie-Ellipsoid für die remanente Magnetisierung $\vec{J}_r$ bestimmt. Mit Hilfe des dem Ellipsoid entsprechenden Tensors (A_{ij}) läßt sich mit

$$\vec{J}_r = (A_{ij}) \cdot \vec{H}$$

die eigentliche Feldrichtung und, wenn (A_{ij}) absolut bekannt ist, auch die Intensität des Feldes $\vec{H}$ berechnen.

Auch bei stärkerer Anisotropie ist nicht immer mit größerer Abweichung der remanenten Magnetisierung von der Feldrichtung zu rechnen. In Richtung der Hauptachsen stimmen Feld- und Magnetisierungs-Richtung überein. Eine maximale Abweichung ergibt sich für eine Feldrichtung, die in der durch die Hauptachsen leichter und schwerer Magnetisierbarkeit aufgespannten Ebene einen Winkel φ von etwa 50° mit der Hauptachse leichter Magnetisierbarkeit einschließt. ($\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{R_r}$)

Die Abweichung kann sehr groß werden, wenn die Anisotropie der Proben durch die Kristall-Anisotropie des Erzanteils verursacht wird. In diesem Fall läßt sich die Anisotropie für die remanente Magnetisierung mit Hilfe der Anisotropie der Suszeptibilität abschätzen, wenn das Verhältnis der Suszeptibilitäten in den kristallographischen Richtungen bekannt ist, ebenso das der remanenten Magnetisierung (siehe Kap. 3.4.1).

Zur Abschätzung der Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung ist daher die Kenntnis des Erzbestands unerlässlich, um die Frage nach Form- oder Kristall-Anisotropie der Erzkörner beantworten zu können.

Es soll noch erwähnt werden, daß die bei metamorphen Gesteinen oft beobachtete große Streuung der Richtungen der remanenten Magnetisierung nicht durch den Einfluß der gemessenen Anisotropie der Proben erklärt werden kann. Erstens sind die durch die Anisotropie bedingten Abweichungen von der Feldrichtung nicht von der Größenordnung, als daß sie diese Streuungen hervorrufen könnten. Zweitens zeichnen sich diese Gesteine meist durch die über alle Proben eines Vorkommens gleichsinnige Orientierung des Anisotropie-Ellipsoids aus. Vielmehr wird durch die Umwandlung des Erzbestandes und dabei entstehenden (chemischen) Remanenzen ein großer Teil der Streuung verursacht werden.

b) Die Anisotropie der Suszeptibilität kann weiterhin ein wichtiges Hilfsmittel sein, optisch nicht mehr oder nur schwer zu erkennende Gefüge nachzuweisen. Faltenachsen lassen sich als Richtungen größter Suszeptibilität erkennen, während die Normalen auf Schieferungs-Flächen Richtungen kleinster Suszeptibilität sind. Wenn bekannt ist, wie diese Gefüge-Elemente während ihrer Entstehung orientiert waren, können spätere tektonische Verstellungen korrigiert werden.

11.2 Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung

Diese Anisotropie-Messungen können als zusätzliche Hilfsmittel zur Altersbestimmung der NRM bzw. ihrer Komponenten dienen. Die Neubildung oder Umwandlung von Erzmineralen während einer Metamorphose vollzieht sich meist unter äußeren Druck- oder Zugspannungen. Wenn die Richtung der Spannungen während dieser Zeit bekannt sind, so kann auf Grund der Einregelung (siehe Abschnitt 11.1b) der magnetischen Bereiche der Erzphasen erkannt werden, wann welche Erzphasen eingeformt wurden. Damit erhält man einen Anhaltspunkt für das Mindestalter der Erzphasen, wenn man ausschließen kann, daß später entstandene Erzphasen alte Gefüge-Strukturen nachgebildet haben. Bei sekundär entstandenem Erz ist die Zeit der Überprägung meist auch die Zeit der Mineralbildung. Dies gilt vor allem bei einem Erz mit ausgeprägter Kristallanisotropie, dessen Kristallachsen nur während der Mineralbildung einge-regelt werden, im Gegensatz zu einer auch nach der Mineralbildung möglichen Einregelung der Erzkörner bezüglich ihrer Form.

Die Einregelung der magnetischen Bereiche kann über die Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung gemessen werden. Hierzu bietet sich die Erzeugung einer anhysteretischen remanenten Magnetisierung an. Sie ist linear von der Stärke des Gleichfeldes abhängig (Bedingung für die Darstellbarkeit durch einen Tensor), einfach zu erzeugen und zu reproduzieren. Durch die Wahl der Wechselfeldstärke kann die Anisotropie von magnetischen Bereichen mit bestimmten Koerzitivkräften gemessen werden und bei Kenntnis des Koerzitivkraft-Spektrums der Erzphasen auf deren tektonische Einregelung geschlossen werden.

12. Zusammenfassung

Die Richtungsabhängigkeit (Anisotropie) der Magnetisierbarkeit magmatischer Gesteine, die eine Metamorphose erfahren haben, liefert zusätzliche Informationen für den Gesteins und Paläomagnetismus.

Die Anisotropie wird dadurch gemessen, daß eine Magnetisierung in verschiedenen Richtungen erzeugt wird. Kann die Anisotropie geometrisch durch ein Ellipsoid dargestellt werden, so genügen dazu sechs Richtungen (Bestimmung der sechs unabhängigen Komponenten des entsprechenden symmetrischen Tensors 2.Stufe).

Durch die Erzeugung verschiedener Magnetisierungsarten (z.B.: induzierte und remanente Magnetisierung) bei verschiedenen Feldstärken des Magnetfeldes läßt sich die Anisotropie von Erzkörnern innerhalb eines bestimmten Koerzitivkraft- und Blockungstemperatur-Bereichs messen.

Die Anisotropie der Suszeptibilität wurde mit einer HF-Apparatur gemessen, die mit 10^7 Hz arbeitet. Vergleichsmessungen im Gleichfeld ergaben, daß im hochfrequenten Wechselfeld dieselben Richtungen der Hauptachsen gemessen werden wie im statischen Fall, jedoch nur ein etwa halb so großer Grad h der Anisotropie ($h = (\chi_{\max} - \chi_{\min}) / \bar{\chi} \cdot 100$). Dies konnte durch eine Abschätzung der Frequenzabhängigkeit von Wandbewegungen und Drehprozessen in den magnetischen Bereichen erklärt werden.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten eine remanente Magnetisierung zu erzeugen, um die dabei auftretenden Anisotropien zu messen. Wie eingehende Versuche mit dem Probenmaterial des Diabas-Vorkommens von Hallerstein zeigten, sind die einzelnen Magnetisierungsarten zur Bestimmung der Anisotropie unterschiedlich geeignet.

Da die natürliche remanente Magnetisierung magmatischer Gesteine in den meisten Fällen eine thermoremanente Magnetisierung (TRM) ist, ist es wünschenswert, zur Anisotropie-Bestimmung auch eine TRM künstlich zu erzeugen. Die durchgeführten Versuche zeigten jedoch, daß bei dem notwendigen mehrmaligen Aufheizen die erzeugte TRM nicht im erforderlichen Maß reproduzierbar war.

Die Bestimmung der Anisotropie durch die problemlose Erzeugung einer isothermalen remanenten Magnetisierung (IRM) hätte den Vorteil, durch die Wahl der Feldstärke Erzkörner mit bestimmten Koerzitivkräften magnetisieren zu können. Dem steht jedoch im Weg, daß die Magnetisierung nicht linear von der Feldstärke abhängt und damit die Anisotropie nicht mehr durch einen von der Wahl des Koordinatensystems unabhängigen symmetrischen Tensor 2. Stufe darstellbar ist. Dies wurde durch Versuche auch bestätigt.

Die Erzeugung einer anhysteretischen remanenten Magnetisierung (ARM) bietet den Vorteil bei Linearität zwischen Gleichfeldstärke und remanenter Magnetisierung gezielt durch die Wahl der Wechselfeldstärke Erzkörner in bestimmten Koerzitivkraft-Bereichen zu magnetisieren. Unter Berücksichtigung des im Gegensatz zur skalaren Temperatur gerichteten Wechselfeldes konnte die Anisotropie der Proben durch einen Tensor beschrieben werden. Die Übereinstimmung mit der für niedrigere Temperaturen ($\sim 300^{\circ}\text{C}$) gemessenen Anisotropie bei der Erzeugung einer TRM war gut. Für alle weiteren Untersuchungen der Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung wurde stets die Anisotropie der ARM gemessen.

Die Ergebnisse der Untersuchungen von drei Diabas-Vorkommen aus der paläozoischen Umrahmung der Münchberger Gneismasse (Fichtelgebirgszone), sowie eines Vorkommens aus der Randamphibolit-Zone lassen sich in drei Punkten zusammenfassen.

- 1) Die Anisotropie der Suszeptibilität bildet das Gefüge des Gesteins ab (Möglichkeit der tektonischen Korrektur)

Bei den Diabasen war ein direkter Vergleich der Anisotropie mit dem Gefüge nicht möglich, da dieses auch mikroskopisch nicht zu erkennen war. Jedoch zeigte ein Vergleich mit dem Gefüge der umgebenden Phycodenschiefer eine eindeutige Korrelation: Die Richtung der Faltenachsen der Sedimente war eine Richtung größter Suszeptibilität der benachbarten Diabase, während den Polen der Schieferungsflächen die Richtungen kleinster Suszeptibilität zugeordnet werden konnten. Dieselbe Korrelation ergab sich auch bei dem möglichen direkten Vergleich für das Amphibolit-Vorkommen.

Im Überblick über die vier Vorkommen, die sich vom SE-Rand der Gneismasse über den Südrand bis in den westlichen Teil (Randamphibolitzone) erstrecken, spiegelt sich in der Ausrichtung der Hauptachsen kleinster Suszeptibilität das für die SE-NW-Umrandung der Gneismasse charakteristische umlaufende Streichen des Flächengefüges von NE nach SE bis SW wieder. Die Hauptachse größter Suszeptibilität weisen dagegen fast konstant nach NE, der erzgebirgischen Streichrichtung. Dies entspricht auch der beobachteten Richtung der Faltenachsen (Abb. 6.14; 7.2; 9.1). Das umlaufende Streichen bei etwa gleichbleibender Richtung der Faltenachsen kann mit einer postsudetischen, herzynisch streichenden (SE-NW) Verkippung nach NE erklärt werden (Hofmann 1956).

Die leicht abgeplattete Form des Anisotropie-Ellipsoids entspricht dem überwiegend planaren Deformationstyp des Paläozoikums der Fichtelgebirgszone. Die stärkere Überprägung der Amphibolite (mesozonal) drückt sich in einem gegenüber den Diabasen (anchi- bis epizonal metamorph) etwa doppelt so starken Grad der Anisotropie aus.

Insgesamt zeigte sich, daß die Anisotropie der Suszeptibilität ein empfindlicher und genauer Anzeiger der Gefügestrukturen ist.

Ist die ursprüngliche Lage der Gefüge-Elemente bekannt, so kann mit Hilfe der Orientierung des Anisotropie-Ellipsoids eine notwendige tektonische Korrektur durchgeführt werden. Dies war bei allen vier Vorkommen möglich.

- 2) Die Anisotropie beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung ist wesentlich stärker, als die der Suszeptibilität. Ihr Einfluß auf die Richtung der natürlichen remanenten Magnetisierung ist dennoch gering.

Im Vergleich zum Anisotropie-Grad h der Suszeptibilität von 3-9 % ist der Anisotropie-Grad beim Erwerb einer remanenten Magnetisierung mit $h = 20-50$ % sehr viel stärker, im Mittel um den Faktor 4-5.

Für die Proben, deren Richtungsabhängigkeit der Magnetisierbarkeit auf die Formanisotropie der Erzkörner zurückgeführt werden konnte, ließ sich aus dem Anisotropie-Grad der Suszeptibilität der Anisotropie-Grad für die remanente Magnetisierung

abschätzen. Dieser Abschätzung liegt die Tatsache zu Grunde, daß bei der Bildung einer TRM beim Unterschreiten der Blockungstemperatur die Suszeptibilität sehr groß wird (Stacey 1958, 1974). Die Anwendung auf die ARM ergab in den meisten Fällen eine recht gute Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Werten.

Bei fast allen Proben waren außerdem die Hauptachsen des Anisotropie-Ellipsoids für die remanente Magnetisierung innerhalb einer gewissen Proben-spezifischen Streubreite genauso orientiert wie die entsprechenden Hauptachsen der Suszeptibilität.

Es ließ sich daher im Fall der Formanisotropie der Erzkörner mit Hilfe der Anisotropie-Messung der Suszeptibilität die Richtungsabhängigkeit der remanenten Magnetisierung abschätzen. Im Fall von Kristallanisotropie (Erzmaterial: Pyrrhotin) war das Verhältnis des Anisotropie-Grads der remanenten Magnetisierung zu der induzierten Magnetisierung gleich 6,9. Nach der Theorie kann der Anisotropie-Grad für die remanente Magnetisierung aus dem Verhältnis r größter zu kleinster Suszeptibilität (bedingt durch die Kristallanisotropie) des entsprechenden Erzes und dem gemessenen Anisotropie-Grad der gesamten Probe berechnet werden. Daraus ergab sich im Widerspruch zu den tatsächlichen Meßwerten für die remanente Magnetisierung ein nur wenig stärkerer Anisotropie-Grad als für die Suszeptibilität. Die Diskrepanz wurde darauf zurückgeführt, daß das Verhältnis r für das Erzmaterial in den untersuchten Proben kleiner war als der von Messungen anderer Autoren (Uyeda et al., 1963) übernommene Wert von etwa 100. Es war anzunehmen, daß auch die Formanisotropie der Erzkörner einen gewissen Anteil an der gesamten Anisotropie hatte.

Mit den aus den Messungen der ARM gewonnenen Tensoren der Anisotropie der magnetischen Bereiche in Abhängigkeit ihrer Koerzitivkraft wurde der Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der natürlichen remanenten Magnetisierung der untersuchten Gesteine berechnet. Es ergaben sich selbst bei Anisotropie-Graden von über 40% Winkelabweichung zwischen Feld- und Magnetisierungs-Richtung von höchstens 10 bis 15°. Dies war darauf zurückzuführen, daß die Richtung leichter Magnetisierbarkeit (erzgebirgisches Streichen) und die die Remanenz erzeugenden Felder im Paläozoikum zufällig etwa die gleiche Richtung hatten. Im Normalfall kann man bei ent-

sprechender Konstellation von Magnetfeld und Anisotropie-Hauptachsen mit größeren Abweichungen rechnen.

Zudem wird der Einfluß der Anisotropie auf die remanente Magnetisierung von größeren Mehrbereichs-Teilchen durch Wechselfeld-Entmagnetisierung vermindert (Stacey 1958, 1974), da das innere effektive Feld in der Richtung leichter Magnetisierbarkeit am größten ist.

Eine Bestätigung dafür ergab sich bei drei Vorkommen, bei welchen die NRM aus einer einzigen Magnetisierungs-Komponente bestand oder die CARM so gering war, daß nach einer Wechselfeld-Entmagnetisierung mit 200 Oe die Richtung der Restremanenz noch in der Nähe der NRM-Richtung lag. Wurde der Einfluß der Anisotropie auf die Richtung der NRM berücksichtigt, so näherte sich die eigentliche NRM-Richtung stets der Richtung der Restremanenz nach der Wechselfeld-Entmagnetisierung.

3) Analyse der natürlichen und charakteristischen remanenten Magnetisierung (NRM, CARM) unter Berücksichtigung der Anisotropie der ihnen zugeordneten magnetischen Bereiche

Mit Hilfe der Anisotropie-Messungen der ARM läßt sich die Einregelung von Erzkörnern bezüglich ihrer Form oder Kristallachsen mit bestimmten Koerzitivkräften erfassen. Über das Koerzitivkraft-Spektrum der NRM kann so für die verschiedenen Magnetisierungs-Komponenten die Anisotropie der magnetischen Bereiche bestimmt werden, in denen sie ihren Sitz haben. Läßt sich diese Anisotropie bestimmten tektonischen Ereignissen zuordnen, so hat man einen Hinweis für die Zeit der Einregelung und damit für das Mindestalter der entsprechenden Erzphasen, bei sekundär gebildetem Erz auch einen Hinweis für das tatsächliche Alter der Erzphase und ihrer remanenten Magnetisierung.

Zunächst ergab sich bei allen Vorkommen ein Zusammenhang zwischen dem Anisotropie-Grad der Suszeptibilität der Proben und der Intensität, z.T. auch der Richtung ihrer NRM. Je höher der Anisotropie-Grad war, desto geringer war auch die Intensität. In den meisten Fällen besaßen die Proben eines Vorkommens mit dem geringsten oder größten Anisotropie-Grad eine von den übrigen Proben abweichende Richtung.

In diesen Proben war auf Grund sehr geringer oder aber sehr starker Umwandlung des Erzbestandes (nur) noch eine einzige Erzphase vorherrschend, während in den Proben mit einem mittleren Anisotropie-Grad die MRI aus den Magnetisierungs-Komponenten mehrerer Erzphasen zusammengesetzt war.

Mit Hilfe der Anisotropie-Messungen der ARM konnten diese Erzphasen nach ihrer Einregelung unterschieden werden.

Die ordovizischen Diabase von Hallerstein und Escherlich besaßen eine primäre Erzphase aus Magnetit, die noch den älteren Bewegungsplan einer schieferartigen Tektonik aufwiesen, während die sekundär entstandene Meghemit-Phase eine Einregelung durch eine jüngere B-Tektonik (Faltung und Einengung) zeigte. Bei den Diabasen von Escherlich konnte die Entstehung dieser Einregelung der Zeit nach einer unterschiedlichen Verstellung einzelner Bereiche des Vorkommens (Faltung?) zugeordnet werden, die der Phase der NW-SE-Einengung angehörte.

Die CARM beider Vorkommen konnte mit großer Wahrscheinlichkeit als primär oder zumindest als älteste Magnetisierung eingestuft werden, beim Diabas von Hallerstein auf Grund der sehr geringen Einregelung der betreffenden Erzphasen beim Diabas von Escherlich auf Grund der Abbildung der Faltung (?) durch die Richtungen der CARM der einzelnen Handstücke (Faltungstest). Eine entsprechende Pollage (Ordovizium) ergab sich jedoch nur bei den Diabasen von Hallerstein. Bei den anderen Diabasen war die Streuung der Richtungen zu groß.

Die devonischen Diabasen von Bad Berneck wiesen nur eine einzige Phase tektonischer Überprägung (B-Tektonik) auf. Der hohe Anisotropie-Grad (Einregelung von Kristallachsen) ließ auf syntektonische Entstehung der Pyrrhotinerz-Phase schließen. Auch die natürliche Remanenz entstand in dieser Epoche (Pollage: Carbon/Devon).

Die Amphibolite aus dem Schorgasttal ließen zum größten Teil ebenfalls nur noch eine B-tektonische Überprägung erkennen. Bei einigen Proben konnte auf Grund der Einregelung auf die Bildung von sekundärem Magnetit, möglicherweise auch Hämatit, während der Metamorphose geschlossen werden. Eine Datierung der remanenten Magnetisierung war auf Grund der großen Streuungen nur ungefähr möglich und ergab ein etwa paläozoisches Alter.

Insgesamt erwies sich die Datierung der remanenten Magnetisierung als schwierig. Einmal wegen der oft großen Streuungen der Richtungen nach dem Entmagnetisieren, sei es auf Grund der geringen Intensität der Remanenz, sei es, daß sich die einzelnen Magnetisierungs-Komponenten nicht trennen ließen. Zum anderen muß die Richtung einer chemischen remanenten Magnetisierung (Magnetit-Bildung) nicht allein die Richtung des äußeren Feldes abbilden (abgesehen von jeglichem Einfluß der Anisotropie auf die Richtung).

In solchen Fällen kann auch durch die Anisotropie-Messung die wahre Richtung des Paläofeldes nicht gefunden werden. Wenn sich aber durch sorgfältiges Entmagnetisieren charakteristische Magnetisierungs-Komponenten ergeben, kann die Bestimmung der Anisotropie der Erzkörner in Abhängigkeit von ihrer Koerzitivkraft ein wertvolles Hilfsmittel zur Analyse ihrer Entstehung und Magnetisierung sein.

Umgekehrt kann bei Kenntnis der Entstehungszeiten der Erzphasen auf die Richtungen der tektonischen Spannungen zu dieser Zeit geschlossen werden, ein Versuch, der bisher nur über die Anisotropie der Suszeptibilität unternommen wurde.

Literaturverzeichnis

- ABRAHAM, E.: Relaxation Processes in Ferromagnetism.
Adv. in Electronics and Electron Physics VI, 47-68, 1954
- ADE-HALL, J.M., M.A.KHAN, P.DAGLEY and R.L.WILSON: A detailed opaque petrological and magnetic investigation of a single Tertiary lava flow from Skye, Scotland - I, II.
Geophys.J.R.astr.Soc. 16, 375-399, 1968
- ADE-HALL, J.M., H.C.PALMER and T.P.HUBBARD: The magnetic and opaque petrological response of basalts to regional hydrothermal alteration. Geophys.J.R.astr.Soc. 24, 137-174, 1971
- BATHAL, R.S., D.E.W.GILLINGHAM and F.D.STACEY: Thermal relaxation of magnetic domain misalignment in rocks.
Pure Appl.Geophys. 76, 130-136, 1969
- BATHAL, R.S. and F.D.STACEY: Field induced anisotropy of magnetic susceptibility in rocks. Pure Appl.Geophys. 76, 123-129, 1969
- BRIDEN, J.C.: Ancient secondary magnetization in rocks.
J.Geophys.Res. 70, 5205-5221, 1965
- COE, R.S.: Analysis of magnetic shape anisotropy using second-rank tensor. J.Geophys.Res. 71, 2637-2644, 1966
- CREER, K.M. and N.PETERSEN: Thermochemical magnetization in basalts.
Z.Geophys. 35, 501-516, 1969
- DALY, L.: L'anisotropie magnétique des roches et sa mesure par un inductomètre à translation. Ann.Geophys., 23, 619-627, 1967
- DALY, L.: Etude des propriétés magnétiques des roches métamorphiques ou simplement téconisées. Nature der leur aimantation naturelle. Détermination der leur anisotropie magnétique et application à l'analyse structurale. Thèse, Faculté des Sciences de l'Université de Paris, 1970
- DALY, L. et H.ZINSSER: Etude comparative des anisotropies de susceptibilité et d'aimantation remanente isotherme. Consequences pour l'analyse structurale et le paléomagnétisme.
Ann.Géophys. 29, 189-200, 1973
- DUNLOP, D.J.: Thermal enhancement of magnetic susceptibility.
J.Geophys.Res. 40, 439-451, 1974
- EMMERT, U.: Stratigraphische und tektonische Untersuchungen nordöstlich der Münchberger Gneismasse. Geol.Bav. 27, 143-172, 1956
- EMMERT, U. und W.WEINELT: Erläuterungen zur geologischen Karte von Bayern 1:25000, Blatt 5935, Marktschorgast.
Bayr.Geol. Landesamt, München 1962
- FELDTKELLER, R.: Spulen und Überträger.
2nd edition Vol.I: Spulen. S.Hirzel, Stuttgart 1949
- FISHER, R.A.: Dispersion on a sphere.
Proc.Roy.Soc.London A 217, 295-305, 1953

- FRAUNBERGER, F.: Über eine Hochfrequenzmethode für metallkundliche Untersuchungen an magnetischen Legierungen. Z. Metallk. 46, 749-751, 1955
- FULLER, M.D.: Magnetic anisotropy and palaeomagnetism. J. Geophys. Res. 68, 293-309, 1963
- GIRDLER, R.W.: The measurement and computation of anisotropy of magnetic susceptibility of rocks. Geophys. J. R. astr. Soc. 5, 34-44, 1961
- GRAHAM, J.W.: Magnetic susceptibility anisotropy, an unexploited element of petrofabric. Geol. Soc. Am. Bull. 65, 1257-1258, 1954
- GRAHAM, J.W.: Significance of magnetic anisotropy in Appalachian sedimentary rocks. Am. Geophys. Union, Geophys. Monograph. 10, 627-648, 1966
- GREILING, L.: Sedimentation und Tektonik im Paläozoikum des Frankenwalds. Erl. Geol. Abh. 63, 3-60, 1966
- HAGGERTY, S.E. and I. BAKER: The alteration of olivin in basaltic and associated lavas. Part I: High temperature alteration. Part II: Intermediate and low temperature alteration. Contr. Mineral. and Petrol. 16, 233-273, 1967
- HAMILTON, N. and A.J. REES: The anisotropy of magnetic susceptibility of the Franciscan rocks of the Diablo Range, Central California. Geol. Rundsch. 60, 1103-1124, 1971
- HARGRAVES, R.B.: Magnetic anisotropy and remanent magnetism in hemo-ilmenite from ore deposits at Allard Lake, Quebec. J. Geophys. Res. 64, 1565-1578, 1959
- HELLER, F.: Magnetic anisotropy of granitic rocks of the Bergell massiv (Switzerland). Earth Planet. Sci. Lett. 20, 180-188, 1973
- HENRY, B.: Microtectonique et anisotropie de susceptibilité magnétique du massif tonalitique des Riesenferner-Vdrette di Ries (frontière italo-autrichienne). Tectonophysics 27, 155-165, 1975
- HEXT, G.R.: The estimation of second-order tensors, with related tests and designs. Biometrika 50, 353-361, 1963
- HIROOKA, K. and I. HATTORI: Metamorphic effects on the intensity of natural remanent magnetization of paleozoic greenstones in Central Japan. Rock Magnetism and Paleogeophysics 3, 76-78, 1975
- HOFMANN, R.: Zur Tektonik des Frankenwaldes. Geol. Bav. 27, 67-93, 1956
- HORSTIG, G.v.: Zur Tektonik am Nordostrand der Münchberger Gneismasse. Geol. Rundsch. 49, 375-389, 1960
- HROUDA, F., F. JANAK, L. REJL and J. WEISS: The use of magnetic susceptibility anisotropy for estimating the ferromagnetic mineral fabrics of metamorphic rocks. Geol. Rundsch. 60, 1124-1142, 1973
- IRVING, E. and J.K. PARK: Palaeomagnetism of metamorphic rocks: Errors owing to intrinsic anisotropy. Geophys. J. R. astr. Soc. 34, 489-493, 1973

- JANAK, F.: Determination of anisotropy of magnetic susceptibility of rocks. *Studia geoph. et geod.* 9, 290-300, 1965
- JANAK, F.: A brief outline of the magnetic susceptibility anisotropy of various rock types. *Studia geoph. et geod.* 17, 123-130, 1973
- JOHNSON, H.P. and R.T. MERRILL: Magnetic and mineralogical change associated with low-temperature oxidation of magnetite. *J. Geophys. Res.* 77, 334-341, 1972
- JOHNSON, H.P. and R.T. MERRILL: Low-temperature oxidation of a single-domain magnetite. *J. Geophys. Res.* 79, 5533-5534, 1974
- KELLOG, K., E.E. LERSON and D.E. WATSON: Thermochemical remanent magnetization and thermal magnetization. *Science* 170, 628, 1970
- KHAN, A.M.: The anisotropy of magnetic susceptibility of some igneous and metamorphic rocks. *J. Geophys. Res.* 67, 2873-2885, 1962
- KING, R.F. and A.J. REES: The measurement of the anisotropy of magnetic susceptibility of rocks by the torque method. *J. Geophys. Res.* 67, 1565-1572, 1962
- KING, R.F.: The magnetic fabric of some Irish granites. *Geol. J.* 2, 43-66, 1966
- KNELLER, E.: *Ferromagnetismus*. Springer Verlag, Berlin, 1962
- KOENIGSBERGER, J.G.: Die Abhängigkeit der natürlichen remanenten Magnetisierung bei Eruptivgesteinen von deren Alter und Zusammensetzung. *Beiträge zur Angew. Geophys.* 5, 193-246, 1936
- MARKERT, H., K.H. TRISSL and G.J. ZIMMERMANN: On a high frequency method for the measurement of susceptibility and hysteresis losses of rocks and minerals between Nitrogen temperature and 700°C. *J. Geoph.* 40, 303-328, 1974
- MIYASHIRO, A.: Pressure and temperature conditions and tectonic significance of regional and ocean floor metamorphism. *Tectonophysics* 13, 141-159, 1972
- MOHR, K.: Tektonische Untersuchungen im südlichen Frankenwald und in der westlichen Münchberger Gneismasse. *Geol. J.* 78, 761-818, 1961
- NAGATA, T. and K. KOBAYASHI: Identification of magnetite and hematite in rocks by magnetic observation at low temperature. *J. Geophys. Res.* 69, 2111-2120, 1964
- NAGATA, T.: Anisotropic magnetic susceptibility of rocks under stresses. *Pure and appl. Geophysics*, 78, 110-122, 1970
- NEEL, L.: Propriétés magnétiques des ferrites: Ferrimagnétisme et antiferromagnétisme. *Ann. de Phys.* 3, 137-198, 1948
- NEEL, L.: Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres cuites. *Ann. Géophys.* 5, 99-136, 1949
- OZIMA, M. and E.E. LARSON: Low and high temperature oxidation of titanomagnetite in relation to irreversible change in the magnetic properties of submarine basalts. *J. Geophys. Res.* 75, 1003-1017, 1970

- PETERSEN, N.: Untersuchungen magnetischer Eigenschaften von Titanomagnetiten im Basalt des Rauhen Kulm in Verbindung mit mikroskopischer und elektronenmikroskopischer Beobachtung. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1961
- PORATH, H. and F.H.CHAMALAUN: The magnetic anisotropy of hematite bearing rocks. Pure and appl.Geophys. 64, 81-88, 1966
- PORATH, H.: Anisotropie der magnetischen Suszeptibilität und Sättigungsmagnetisierung als Hilfsmittel der Gefügekunde. Geol.Rundsch. 60, 1088-1103, 1971
- PREVOT, M., G.REMOND et R.CAYE: Etude de la transformation d'une titanomagnétite en titanomagnhémitite dans une roche volcanique. Bull.Soc.fr.Minéral Cristallogr. 91, 65-74, 1968
- RADHAKRISHNANERHY, C. and S.D.LIKITE: Hopkinson effect, blocking temperature and Curie point in basalts. Earth Planet.Sci.Lett. 7, 389-396, 1969
- SANNEMANN, W.: Gefügetektonische Untersuchungen im SW-Teil der Münchberger Gneismasse und deren Umrahmung. N.Jb.Geol.Paläont.Mh. Jahrgang 1957, 58-65
- SCHÜLLER, A.: Zur petrographischen und tektonischen Analyse des Fichtelgebirges. Geol.Rundsch. 27, 260-275, 1936
- SCHWARZ, E.J.: Magnetic Phases in natural Pyrrhotite $\text{Fe}_{0.83}\text{Fe}_{0.17}\text{S}$ J.Geomagn.Geoelectr. 20, 67-74, 1968
- SMITH, J. and H.P.J.WIJN: Physical properties of ferrites. Advances in Electronics and Electron Physics 6, 69-136, 1954
- SOFFEL, H.: Die Bereichsstrukturen der Titanomagnetite in zwei Basalten und die Beziehung zu makroskopisch gemessenen magnetischen Eigenschaften dieser Gesteine. Habilitationsschrift Nat.Fak.Univers.München, Juli 1968
- SOFFEL, H.: Pseudo-single-domain effects and single-domain multidomain transition in natural Pyrrhotite deduced from domain structure observation. In press, J.Geophys., 1977
- STACEY, F.D.: Thermoremanent magnetization of multidomain grains in igneous rocks. Phil.Mag.(8th Ser.) 3, 1391-1401, 1958
- STACEY, F.D.: Magnetic anisotropy of igneous rocks. J.Geophys.Res. 65, 2429-2442, 1960
- STACEY, F.D.: The physical theory of rock magnetism. Adv. in Phys. 12, 46-133, 1963
- STACEY, F.D. and S.K.BANERJEE: The physical principles of rock magnetism. Developments in Solid Earth Geophysics 5, Elsevier Scientific publishing company, Amsterdam, 1974
- STETTNER, G.: Über Bau und Entwicklung der Münchberger Gneismasse. Geol.Rundsch. 49, 350-375, 1960
- STETTNER, G.: Erläuterungen zur geologischen Karte von Bayern 1:25000, Blatt 5837, Weißenstadt. Bayr.Geol.Landesamt, München 1964

- STETTNER, G.: Zur geotektonischen Entwicklung im Westteil der Böh-mischen Masse bei Berücksichtigung des Deformationsstils im orogenen Bewegungssystem. Z.Deutsch.Geo.Ges. 123, 291-326, 1972
- STORETVEEDT, K.M.: On remagnetization problems in palaeomagnetism. Earth Planet.Sci.Lett. 4, 107-112, 1968
- STORETVEEDT, K.M.: On remagnetization problems in palaeomagnetism: Further considerations. Earth Planet.Sci.Lett. 9, 407-415, 1970
- STORETVEEDT, K.M. and N.PETERSEN: On chemical magnetization in some Permian lava flows of southern Norway. Z.Geophys. 36, 569-588, 1970
- TONTSCH, G.K.: Gefügetektonische Untersuchungen im Ostteil der Münchberger Gneismasse und deren Umrahmung. Geol.Bav. 27, 25-66, 1956
- URBAN, H. und R.VACHE: Die Kupfererzlagerstätten von Kupferberg-Wirsberg (Oberfranken) im Lichte neuer Aufschlüsse. Geol.Bav. 65, 74-106, 1972
- UYEDA, S., M.D.FULLER, J.C.BELSKÉ and R.W.GIRDLER: Anisotropy of magnetic susceptibility of rocks and minerals. J.Geophys.Res. 68, 279-291, 1963
- VAN DER VOO, R. and C.T.KLOOTWIJK: Palaeomagnetic reconnaissance study of the Ilmanville granite with special reference to the anisotropy of its susceptibility. Geol. en Mijnbouw 51, 609-617, 1972
- WASILEWSKI, P.J.: Magnetization of ocean basalts. J.Geomagn.Geolectr. 20, 129-154, 1968
- WILSON, R.L. and P.J.SMITH: The nature of secondary natural magnetizations in some igneous and baked rocks. J.Geomagn.Geolectr. 20, 367-380, 1968
- WINKLER, H.: Petrogenesis of metamorphic rocks, 4th edition. Springer-Verlag, Berlin, 1974
- WUNDERLICH, H.G.: Einführung in die Geologie, Bd 2. B.I.Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1968
- WURM, A.: Geologie von Bayern, 1.Teil: Nordbayern, Fichtelgebirge und Frankenwald. Hand.Geol.Bodensch.Deutschl., Berlin, 1925
- WURM, A.: Exkursionen in den Frankenwald und das Fichtelgebirge. Z.dt.Geol.Ges. 108, 1957
- WURM, A.: Grundlegende Fragestellungen in der Münchberger Gneismasse. Geol.Rundsch. 49, 343-350, 1960
- WURM, A.: Sammlung geologischer Führer, Band 41: Frankenwald, Fichtelgebirge und nördlicher Oberpfälzer Wald. Gebrüder Borntraeger, Berlin, 1962
- WURM, A.: Zur Frage der Aufstiegswege des initialen variskischen Magmatismus im Kristallin der Münchberger Gneismasse und in der paläozoischen anchimetamorphen Umrahmung. Geol.Bav. 55, 62-69, 1965

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München angefertigt.

Herrn Prof. Dr. H. Soffel gilt mein herzlicher Dank für die stete Anleitung dieser Arbeit und wertvolle Hinweise.

Herrn Prof. Dr. G. Angenheister als Vorstand des Instituts möchte ich danken, daß ich am Institut arbeiten konnte, ebenso für seine Erklärungen geophysikalischer Zusammenhänge.

Den Mitarbeitern der Gruppe "Gesteinsmagnetismus" danke ich für die Unterstützung und Ratschläge, Herrn Dr. N. Petersen, der mir bei der Erzmikroskopie half, Herrn Dr. J. Pohl und Herrn Dr. E. Schmidbauer, der für mich eine Aufnahme eines Mößbauerspektrums machte, sowie Herrn Dr. Ch. Schweitzer, ehemaliger Mitarbeiter dieser Gruppe, der mir wertvolle Anregungen für die Erzeugung künstlicher Remanenzen gab.

Den Herrn Dr. L. Masch und Dipl. Min. D. Berner vom Mineralogischen-Petrographischen Institut danke ich für die Ansicht von Dünnschliffen.

Besonders danken möchte ich Herrn Dr. L. Daly vom Laboratoire de Géomagnétisme in St. Maur (Paris), der mich während meines dortigen Aufenthaltes in das Arbeitsgebiet einführte.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft ermöglichte durch die Bereitstellung der notwendigen Mittel die Durchführung der Arbeit.

Lebenslauf

Am 29. März 1945 wurde ich in Falkensee bei Berlin als Sohn des Dipl.-Ing. Klaus Zinßer geboren.

In Erlangen besuchte ich von 1950 bis 1955 die Volksschule und anschließend das humanistische Gymnasium bis zum Abitur 1964.

Nach 18-monatigem Wehrdienst begann ich an der Universität in Göttingen mit dem Studium der Physik. Nach dem Vordiplom wechselte ich an die Universität in München über, an der ich im Februar 1971 die Diplomprüfung in Physik mit dem Nebenfach Geophysik ablegte.

Anschließend bot sich die Möglichkeit zu einem einjährigen Forschungsaufenthalt am Laboratoire de Géomagnétisme von Prof. E. Thellier in St. Maur des Fossés bei Paris.

Seit 1972 arbeite ich am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München.

